

Title	一箱桁断面を有する長大橋のフラッター評価手法に関する研究(Dissertation_全文)
Author(s)	村上, 琢哉
Citation	Kyoto University (京都大学)
Issue Date	2008-03-24
URL	http://dx.doi.org/10.14989/doctor.r12201
Right	許諾条件により本文は2009-02-28に公開
Type	Thesis or Dissertation
Textversion	author

一箱桁断面を有する長大橋の
フラッター評価手法に関する研究

平成20年2月

村 上 琢 哉

目 次

第1章 序論

1. 1 研究の背景と目的	1
1. 2 本研究の構成	4
参考文献	5

第2章 強制加振法による非定常空気力測定方法に関する考察

2. 1 既往の研究概要	7
2. 2 強制加振試験方法の現状と課題	10
2. 2. 1 慣性力の除去方法	10
2. 2. 2 有迎角時の振動方向の違い	12
2. 3 検討方法	14
2. 3. 1 試験装置	14
2. 3. 2 計測方法	16
2. 3. 3 試験断面	17
2. 3. 4 試験条件	17
2. 4 試験結果と考察	19
2. 4. 1 慣性力除去方法の検証	19
2. 4. 2 たわみ加振方向差の影響	20
2. 4. 3 フラッター解析結果に及ぼす影響	26
2. 5 まとめ	29
参考文献	30

第3章 フラッター解析手法に関する考察

3. 1 既往の研究概要	32
3. 2 フラッター解析手法	34
3. 2. 1 複素固有値解析	34
3. 2. 2 Step-by-Step 解析	37
3. 2. 3 時刻歴解析	38
3. 3 フラッター解析に関する現状と課題	38
3. 4 検討方法	39
3. 4. 1 検討対象	39
3. 4. 2 検討条件	39
3. 5 検討結果と考察	40
3. 5. 1 複素固有値解析との比較	40
3. 5. 2 加振・減衰時の自由振動波形	46

3. 5. 3 分枝のスイッチング	57
3. 5. 4 解析手法に関する考察	62
3. 6 まとめ	64
参考文献	65

第4章 風速変動下のフラッター応答評価

4. 1 既往の研究概要	67
4. 2 フラッター応答評価に関する現状と課題	68
4. 2. 1 フラッター照査風速の算定方法	68
4. 2. 2 フラッター応答評価に関する課題	70
4. 3 検討方法	72
4. 3. 1 検討概要	72
4. 3. 2 検討条件	73
4. 4 検討結果と考察	76
4. 4. 1 急激な風速変化の影響	77
4. 4. 2 風速変動周期の影響	80
4. 4. 3 鉛直ガスト応答の影響	87
4. 5 フラッター照査風速に関する考察	95
4. 5. 1 フラッター評価時間	95
4. 5. 2 風速変動に係る補正係数	97
4. 6 まとめ	102
参考文献	103

第5章 結論と今後の課題

5. 1 結論	105
5. 2 今後の課題	108

謝辞	109
----	-----

補遺

1. 平板翼と非定常空気力係数	A- 1
2. 非定常空気力係数の各種の定式化	A- 4
3. 準定常理論による抗力方向の非定常空気力係数	A- 5
4. 補助変数を導入した有理関数近似によるフラッター解析手法	A- 7
5. 風洞試験設備とバネ支持試験方法	A-20
6. 変動風速のシミュレーション方法	A-26

＜主な記号の説明＞

z	:	鉛直たわみ振幅 (m)
θ	:	ねじれ振幅 (deg.または rad.)
A	:	投影面積(m ²)
B	:	桁幅 (m), 弦長(m)
b	:	半弦長 (m) (=B/2)
D	:	桁高 (m)
h_b	:	防護柵の高さ (m)
δ	:	対数減衰率
h	:	減衰定数
m	:	単位長さあたりの質量(kg/m)
I	:	単位長さあたりの極慣性モーメント(kg・m ² /m)
U	:	風速 (m/s) (または, 主流方向の風速)
U_z	:	設計基準風速 (m/s)
U_F	:	フラッター照査風速 (m/s)
V_r	:	無次元風速 (=U / $f B$)
k	:	無次元振動数 (= $\omega b / U$)
w	:	鉛直方向風速(m/s)
f	:	振動数 (Hz)
ω	:	円振動数 (= $2\pi f$)
τ	:	フラッター評価時間 (sec.)
μ_F	:	風速変動に係る補正係数
ρ	:	空気密度(kg/m ³)
α	:	迎角 (deg.)
n_L	:	補助変数の数
D, L, M	:	抗力, 揚力, 空力モーメント
C_D	:	抗力係数

I_u, I_w : 乱れ強さ

L_x^u, L_x^w : 主流方向成分の乱れのスケール

u, w は, 風速成分を表す添字であり,

それぞれ主流水平成分, 鉛直方向成分を示す.

$\{\cdot\}$: 時間微分

第 1 章 序論

1. 1 研究の背景と目的

長大橋に風が作用した場合の空力振動問題は、1940 年に Tacoma Narrows 橋がフラッターによって落橋した事件以降重要視されるようになった。それ以降、長大橋建設にあたっては事前に風洞実験を行い、空力振動現象に対する安定性検証が実施されているが、その中でもフラッター現象については耐風設計の中の最重要事項として検討されている。わが国では、1956 年から 1958 年にかけて実施された若戸大橋の橋桁の 2 次元剛体模型による応答試験が先駆的なものであった。1960 年以降、社会資本整備に伴う長大橋の建設ラッシュに対応して、橋梁の風洞実験が積極的に実施されるとともに耐風性評価技術も活発に議論されてきたが、長大橋の建設ラッシュは 1998 年の明石海峡大橋、1999 年の多々羅大橋、来島海峡大橋の完成によって一区切りついた感がある。

21 世紀に入ると、少子高齢化による労働力の低下、税収の減少が予想されること、大型公共事業に対する風当たりが強くなったことから、20 世紀と比べてより効率化を目指した社会資本整備のあり方が議論されている。長大橋の代表的な構造形式である吊橋、斜張橋、桁橋について、わが国における橋桁断面形状の動向を以下に示す。

吊橋においては、わが国最初の長大吊橋である若戸大橋（1962 年）以降トラス補剛桁が採用されていたが、それは流線型箱桁断面のフラッター応答が激しいこと、長大橋に箱桁の実績が少なかったことが要因と言われている¹⁾。その後、箱桁断面に有効な耐風安定化対策が見出されたこともあり、大島大橋（1988 年）以降の吊橋では箱桁断面の採用が増えている²⁾。現在計画されている中央径間 2,000m を超える超長大吊橋を中心とする海峡横断プロジェクトにおいても、コスト縮減の観点から箱桁断面を中心に検討がなされている。これまでに提案された桁断面形状として、中央に開口を設けた二箱桁断面³⁾、一箱桁構造を保ちつつも中央部に断続的に狭い開口を設けた開口一箱桁断面⁴⁾、非対称台形フェアリングの二箱桁断面⁵⁾などが挙げられる。また、中央径間 1,000m クラスの吊橋については従来の一箱桁断面を中心に検討がなされているが、最近ではより低コストを目指した吊橋として形鋼を利用した多主桁断面も検討されている⁶⁾。

斜張橋においては、わが国では箱桁断面の採用事例が圧倒的に多く、トラス断面はダブルデッキにする場合に限られている⁷⁾。一方、海外では、フラッター性能は箱桁断面には劣るものの経済性に優れた床版端部に2本の主桁を有する2主桁形式の橋桁断面（Edge Girder）に着目し、Alex Flazer 橋（カナダ：1986年）⁸⁾、南浦大橋（中国：1991年）⁹⁾など設計風速の高くない地域に低コスト型斜張橋として採用されてきた。わが国では採用事例はないものの、コスト削減の社会的背景から各研究機関で検討がなされている。例えば、張出しを設けない端2I桁断面では中央径間400m程度、端2箱桁断面では中央径間600m程度まではフラッター発現風速60m/s以上とわが国でも適用できることが示されている¹⁰⁾。さらに、張出しを設ける対策、下フランジを傾斜させる対策により、適用できる中央支間長が大きくなることも示されている¹¹⁾。

桁橋形式では曲げモーメントに抵抗するために桁高が必要とされ、構造設計の観点から100m以上の主径間長の場合は箱桁断面となり、一般にはブラケット付の箱桁断面が採用される場合が多い。そのため、発散振動についてはたわみ振動（ギャロッピング）が問題になる場合が多く、フラッターが問題になることはなかった。主径間長100m以下では多主桁のI桁断面となる場合もあるが、ねじれ振動数が高いことからフラッターは問題にはならない。しかしながら、1990年以降に鋼橋の合理化橋梁として鋼少数主桁橋が採用されてから、この支間でも風によるねじれ振動の問題が顕在化してきた。これは、合理化のために横桁・横構等の横つなぎ部材を単純化または省略した結果、ねじれ振動数がたわみ振動数の1.1倍程度となり、従来の桁橋よりも大きく低下したことが原因と考えられている。現状では、幅員11m級の鋼少数主桁橋では、支間長70mを超える場合に風洞実験による照査が必要であると考えられているが¹²⁾、長支間化の検討は実施されており、上下部一体構造と下横構の設置により振動数を増加させた今別府橋¹³⁾も出現している。さらに、中央支間長100mへの適用を想定した高性能鋼材の活用¹⁴⁾、耐風対策の提案¹⁵⁾など、本形式の適用支間拡大に向けての積極的な検討がなされている。一方で、箱桁断面に比べて製作コストに優れているI桁断面は、塗装面積が大きくなり供用後の維持管理に費用がかかるという課題がある。その対策としてエンクローズシステム^{16),17)}が提案されている。これは、I桁断面を化粧板、あるいは耐候性の良いFRP、チタンカバーなどで覆って擬似箱桁断面にする方法であり、腐食しにくい環境を作り、塗装費用を軽減し、かつ覆ったプレートを目視の点検足場として活用できることを目指している。さらに、箱桁内部の防食に適

用されている乾燥空気システム¹⁸⁾も適用可能であることから、今後の合理的な対策として期待されている。この場合には箱桁断面として耐風設計を行なう必要があるが、構造特性は I 桁断面であるため、振動数比の低い箱桁断面としての検討が必要になると判断される。

以上のように、わが国における橋桁の桁断面形状は、トラス断面は箱桁断面に、箱桁断面は I 桁断面にシフトし、I 桁断面には擬似箱桁断面とする事例が増加する傾向にあり、今後もその傾向は続くと判断される。さらに、効率的な社会資本整備を目指す視点から、幅員も現行よりも狭い桁構造の検討が進められている。箱桁断面の桁高は、桁内部の維持管理上の面から下限値が決定されるため、断面辺長比 B/D (B : 幅員, D : 桁高) は小さくなる。桁のねじれ剛性も減少することから暴風時のねじれ変形が増大し、耐風性は悪化する傾向にある。また、建設地点に関しても建設技術の進歩もあって山岳地域など地形の複雑な場所にも建設されるようになり、変動が大きく傾斜角を有する風が橋梁に作用する場合も生じている。合理的な耐風設計に向けては、今までより大きい迎角における耐風性評価、さらに、地表粗度の大きい地域に建設することから、変動風下における耐風性評価が重要となってくる。

一方で、フラッターを評価する場合には、フラッター照査風速の設定が重要となる。わが国の長大橋耐風設計の拠り所となっている本州四国連絡橋耐風設計基準(2001)・同解説¹⁹⁾によれば、橋桁のフラッター照査は一様流中における 2 次元部分剛体模型によるバネ支持試験が基礎となっている。照査風速の計算手順は、基本風速に構造物の高度に応じた補正係数を乗じて設計基準風速を算定し、設計基準風速に構造物の安全率である 1.2, フラッターが発達するまでの時間を考慮した風速変動に係わる補正係数を乗じることにより行なわれており、道路橋耐風設計便覧²⁰⁾でも適用されている。この考え方、係数の決定に関しては議論すべき点が残されており、今後の性能設計に向けて詳細な検討が必要となろう。

以上を念頭において、本研究では、一箱桁断面を有する長大橋のフラッター評価手法に着目した研究を行なった。フラッター評価については、2 次元部分剛体模型によるバネ支持試験、全橋模型風洞試験に替わる方法として、近年頻繁に実施されるようになった非定常空気力試験、フラッター解析手法を取り上げた。これらの現状と課題を整理した上で、今後合理的にかつ適切に活用できることを目的とした検討を行なった。また、変動風下におけるフラッター応答特性、現行のフラッター照査風速の算定

方法について議論し、今後の合理的な耐風設計に向けた提言を行なった。

1. 2 本論文の構成

本研究では、橋梁一箱桁断面を対象として、フラッター評価手法に関する検討を行なう。本論文は 5 つの章から構成されるが、以下に各章の概要を述べる。

第 1 章では研究の背景と目的を述べ、各章の概要を述べる。

第 2 章では、橋桁に作用する振動中の空気力を風洞実験設備により測定する非定常空気力試験に着目して、試験方法に関する考察を行なった。すなわち、最も実績のある強制加振法の課題として、模型の慣性力除去方法、有迎角時におけるたわみ加振方向差が測定結果に及ぼす影響を検討することにより、試験方法の簡便化に向けての提案を行った。

第 3 章では、フラッター解析手法に関する考察を行なった。現在のフラッター解析手法の特徴と課題を整理した上で、バネ支持試験結果と直接比較することにより、各解析手法の有用性を議論した。特に、時刻歴解析への適用が期待できる有理関数近似によるフラッター解析手法の有用性を検討した。また、複素固有値解析による解析手法で得られる固有値の持つ物理的意味についても論じた。

第 4 章では、風速変動がフラッター応答に与える影響を主に解析的に検討した。時刻歴解析を適用することによって、主流風速の変動、ガスト応答がフラッター応答に及ぼす影響について考察した。また、その結果をもとに、現行の橋梁のフラッター照査風速の設定方法について議論した。

第 5 章では、本研究の結論をまとめるとともに、今後の課題を示した。

【参考文献】

- 1) 岡内 功：長大橋梁に対する耐風設計の変遷，橋梁と基礎，pp.57-66，1989年 8 月．
- 2) 土木学会：吊橋－技術とその変遷－，平成 8 年 12 月．
- 3) 佐藤弘史，楠原栄樹，大儀健一，北川信，伊藤進一郎，大廻聡：超長大橋の一樣流中の耐風性，第 16 回風工学シンポジウム論文集，pp.351-356，2000.11．
- 4) 村上琢哉，由井陸粹，武田勝昭，村越潤，麓興一郎：中央開口一箱桁断面を有する超長大吊橋の耐風安定性検討，第 17 回風工学シンポジウム論文集，pp.393-398，2002.12．
- 5) 麓興一郎，村越潤，秦健作，須澤雅人，白井秀治，斉藤善昭，下土居秀樹：新形式長大橋（斜張吊橋）の耐風性に着目した研究，第 18 回風工学シンポジウム論文集，pp.485-490，2004.12．
- 6) 石原大作，山田均，勝地弘，佐々木栄一，櫻井信彰，窪田公二：新形式形鋼橋梁を利用した合理化吊橋の耐風性検討，土木学会第 61 回年次学術講演会，pp.145-146，平成 18 年 9 月．
- 7) 土木学会：鋼斜張橋－技術とその変遷－，平成 2 年 9 月．
- 8) 川田忠樹監修：複合構造橋梁，pp.169-173，1994.9．
- 9) 林元培，謝旭，中崎俊三：中国の長大合成桁斜張橋の設計と施工－南浦大橋と揚浦大橋－，橋梁と基礎，pp.25-34，1996.6．
- 10) 村上琢哉，武田勝昭，高尾道明，由井陸粹：2 主桁断面を有する低コスト型斜張橋の耐風性検討，NKK 技報，No.175，pp.11-15，2001.12．
- 11) 大東義志，松本勝，武内隆文：斜張橋端 2 主桁断面の動的耐風性に及ぼす主桁形状変化に関する実験的研究，第 18 回風工学シンポジウム論文集，pp.431-436，2004.12．
- 12) 村越潤，麓興一郎，稲垣由紀子：鋼少数主桁橋の耐風安定性評価法，土木技術資料，Vol.48，No.10，pp.42-45，2006．
- 13) 青木大輔，佐々木保隆，前原直樹，兼重寛：鋼 2 主桁複合ラーメン橋「今別府川橋」の耐風安定性に関する検討，土木学会第 56 回年次学術講演会，pp.698-699，2001.10．
- 14) 岡田淳，村上琢哉，川畑篤敬：橋梁用高性能鋼材の活用による連続合成 2 主 I

- 桁橋の長支間化に関する検討, 土木学会論文集 F, Vol.63, No.2, pp.141-155, 2007.4.
- 15) 近藤伸介, 磯田厚志, 岸明信, 本田明弘, 平井滋登: 少主桁橋の長スパン化について, 土木学会第 59 回年次学術講演会, pp.1303-1304, 2004.9.
- 16) Vassie, P.R.: Corrosion of structural steelwork in bridge enclosures, box sections and anchorage chambers, Br. Corros. J., 1987, Vol.22, No.1, pp.37-44, 1987.
- 17) LIAO Jinsun, 田中正明, 原直人, 山崎敏弘, 増井和章, 藤野陽三: 橋梁エンクローズドシステムの開発 (第 1 報) -化粧板内外部の環境腐食性, クリモト技報, No.55, pp.7-17, 2006.9.
- 18) 金子正猪, 内藤真, 溝上義昭: 乾燥空気による箱桁内防食-新尾道大橋-, 橋梁と基礎, pp.31-34, 1999.5.
- 19) 本州四国連絡橋公団: 本州四国連絡橋耐風設計基準(2001)・同解説, pp.47-61, 2001.8.
- 20) 日本道路協会: 道路橋耐風設計便覧, p.132-134, 平成 3 年 7 月.

第2章 強制加振法による非定常空気力測定方法に関する考察

2. 1 既往の研究概要

構造物のフラッター性能を評価する上で、非定常空気力係数は非常に重要な情報である。非定常空気力を測定する技術は、現在では長大橋梁のフラッター検討に必須のツールとなっているが、その原型は MIT と NACA で共同開発した非定常空気力試験装置¹⁾に見られる。非定常空気力を風洞試験で計測する方法は、Theodorsen²⁾がポテンシャル理論を用いて平板の非定常空気力を求めた 1935 年辺りから欧米で活発に行なわれている^{3)~6)}が、文献 1)はそれらを集約した形で大迎角を有する時の Stall flutter の空力特性を把握するために開発された装置である。本装置は、風洞内と同一の模型を風洞の外側にも設置し、風洞内模型と同じ加振（鉛直たわみ、ねじれ単独の正弦振動加振）を与えるものであり、迎角時の計測も可能である。計測方法は、無風時に風洞内の模型に生じる慣性力を電氣的に除去した上で、有風時に生じる空気力だけを差分として抽出する強制加振法であり、この原理は現在でも有力な手法として用いられている。わが国では、土木分野で積極的な導入が図られ、長大橋の橋桁断面の空力特性検討ツールとして開発されてきた。1960 年代には河島ら⁷⁾をはじめとして、筧口ら^{8),9)}、田中ら¹⁰⁾、成田ら¹¹⁾が同様の装置を開発している。さらに、1970 年代に入ると、大学、民間の研究機関が、詳細な仕様は異なるものの原理的には同じ試験装置を製作している。慣性力の除去方法については、NACA と同様にダミー模型を測定洞の外に設置する方法と、田中ら¹⁰⁾の様に模型の反対側にカウンターウェイトを取り付けて、カウンターウェイトの慣性力出力を用いて電氣的に除去する方法に大別されるが、現在ではカウンターウェイトによる方法が主流である。

非定常空気力試験は、1970 年代には実プロジェクト対応よりも試験研究、フラッターのメカニズムの考察に使用されていた。これらの試験装置が実プロジェクトに本格的に適用されるようになったのは、明石海峡大橋のフラッター解析検討が最初である。その中では、揚力成分、空力モーメント成分以外に、抗力成分の影響も大きいことが指摘された¹²⁾ため、その後は3成分を鉛直たわみ、ねじれ加振に加えて、水平たわみ振動を計測できる手法が望ましいとされている。わが国においては、本州四国連絡橋耐風設計基準（2001）・同解説（2001 年 8 月）（以下、本四基準（2001））¹³⁾において、

非定常空気力試験の中で、強制加振法についての注意事項について記述がなされており、現行での最新の知見がまとめられている。

非定常空気力の測定方法は、強制加振法の他にも自由振動法、圧力積分法がある。圧力積分法は、模型周りの圧力を積分して空気力を計測する方法であり、強制加振法の課題である慣性力の除去を不要とすることが利点である。さらに、各場所の圧力の変化を把握できるため、断面の空力特性を検討する上では非常に有力な計測手法である。高度な測定技術が必要とされるが、最近では計測機器、データ処理装置の発達により、計測も比較的容易に行えるようになっている。ただし、離散された圧力から空気力を得ることの誤差が問題となるため、複雑な形状の橋梁断面への適用事例は多くない。また、グレーチングなど金網状の模型部には圧力孔は設置できないこと、圧力計測のために圧力孔を設けた風洞模型を製作しなければならない、模型の変更が不要な強制加振法の方が実験準備上簡便であることも、実橋断面の適用では強制加振法が主流である一因であろう。また、自由振動法は、ある特定の動特性を持つ振動系での測定法であり、バネ支持による自由振動波形から非定常空気力係数を推定する。強制加振法、圧力積分法などの特殊な装置がなくても測定可能であるというのが最大の長所であり、幾つかの同定法が提案されている^{14),15),16)}。また、調和振動中ではなく、減衰自由振動系で非定常空気力係数を算定でき、任意運動中の非定常空気力係数、すなわち一般化非定常空気力係数の算定も可能であることから、将来有望な手法であると言える。ただし、振動系の状況を反映した実現値がすべての結果を決めることから、たわみとねじれの空気力の重ね合わせが成立しない場合でも、空気力係数が推定される。自由振動法により非定常空気力計測を行った場合に、どのように精度の検証をするかはまだ結論付けられていない。

以上、各測定法の特徴の比較表を表-2.1.1に示す。

現状は、橋梁断面に対して、バネ支持応答と比較することが可能であり、圧力孔を設けることがなく、簡便に空気力係数が推定できることから、強制加振法による測定方法が実プロジェクトにおいて最も多く適用されている。

表－2.1.1 非定常空気力試験方法の比較

名称	計測方法	長所	短所
強制 加振法	模型を強制的に加振させ、調和振動時の空気力を検出する。	<ul style="list-style-type: none"> 原理、計測システムが単純。 複雑形状にも対応可能。 応答試験との検証が可能。 	<ul style="list-style-type: none"> 慣性力除去が必要。 加振装置が必要。
自由 振動法	弾性支持された模型の対風応答から空気力を算出する。	<ul style="list-style-type: none"> 計測装置が応答試験と同じで良く、加振装置不要。 複雑形状にも対応可能。 一般化非定常空気力係数の同定に拡張可能。 	<ul style="list-style-type: none"> 計測結果の妥当性の検証方法がない。
圧力 積分法	模型表面の変動圧力を計測し、積分により空気力を算定する。	<ul style="list-style-type: none"> 慣性力除去が不要。 応答試験と検証が可能。 	<ul style="list-style-type: none"> 計測システムが煩雑。 複雑形状の断面、グレーチング断面には不向き。

2. 2 強制加振試験方法の現状と課題

前節で述べた様に、現在では、本四基準（2001）¹³⁾では、強制加振法における非定常空気力試験についての留意事項が記載されている。留意事項と最近の知見によれば、模型の慣性力の除去方法と迎角設定時の振動方向の設定方法に要約される。以下、各項目について現状と課題について述べる。

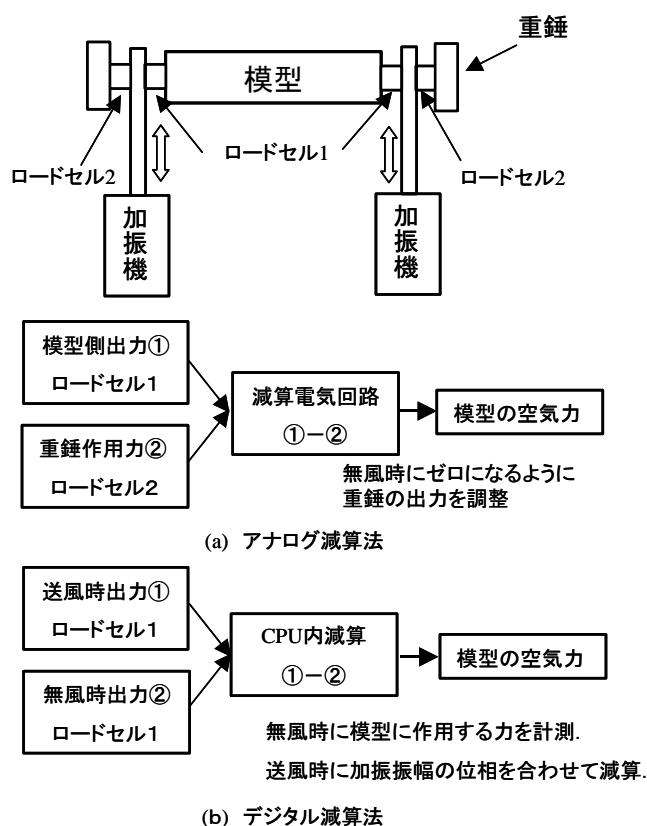
2. 2. 1 慣性力の除去方法

最も一般的な方法は、模型の反対側に取り付けたカウンターウェイトに作用する慣性力の電気出力を調整して、電氣的に減算して模型の慣性力を除去するアナログ減算タイプが最も一般的であり、この調整は無風時に実施される。慣性力は空気力と比べても無視できないレベルであり、慣性力除去後の残差は測定精度に大きな影響を与えること、本体とダミーを同時に加振させるため加振機的能力が大きくなることから、除去方法の工夫は測定精度向上、装置の合理化の面から、昔から最重要課題となっている。

慣性力をアナログ的に除去していた背景は、当時のデジタル処理では精度向上が困難であったためと考えられるが、近年、計測技術、コンピュータの発展により、デジタル波形で慣性力除去が計算上は可能になっている。すなわち、A/D 変換機は 1990 年前後でも 12 ビットが一般的であり、空気力が 4096 分割しかできず、慣性力との分離、有風時には非定常空気力の他に静的空気力も含まれることを考えると、非定常空気力だけを取り出すことは困難であった。しかしながら、比較的安価なサンプルホールド付 16 ビットの A/D 変換機の出現により 16 倍の分解能になったこと、コンピュータの処理能力の大幅な向上、変位計、ロードセルの精度向上などの技術革新によって、無風時、有風時の時系列データをコンピュータに取りこんだ上で、慣性力、静的空気力、非定常空気力が含まれる有風時の作用力から無風時の作用力の時系列波形をデジタル値として直接減算することにより、模型に作用する非定常空気力の時系列波形を精度良く抽出することは理論上可能である。有風時と無風時の振動波形の位相をデジタル波形上で合わせる必要があるため高速サンプリングが必要となるが、加振振動数が 2Hz、デジタルによる位相差 0.1deg.を目標とした場合のサンプリング間隔は 130 μ sec. あれば良く、これを 40 秒計測（周波数 2Hz では 80 波取得）しても、データ数は 1 チャンネル当たり 30 万個であり、現在の技術では十分に実用に耐えうる。デ

デジタル処理を行うことにより，ダミー模型，重錘の省略，それに伴うロードセル，アナログ減算器の省略，加振能力の簡略化により，より簡素化された試験装置となる．慣性力除去の説明図をアナログで実施する場合（以下，アナログ減算法）とデジタルで実施する場合（以下，デジタル減算法）を比較して，図－2.2.1 に示す．

アナログ減算法では，無風時において模型の作用力の変位比例成分をできる限りゼロに近づけることとなるが，平板翼理論によれば模型の慣性力に加えて模型の周りの空気を加振することにより発生する付加質量も減じることになる．この項は，加速度比例項であることからそれを除いて慣性力だけを除去することは難しい．例えば，カウンターウェイトによる方法で，模型を設置する部分にあらかじめ模型と同一の質量の重錘を設置して調整する，あるいは模型の質量と加振振幅，周波数から事前に慣性力を算定しておくことをすれば計算上は可能となるが，その精度についての課題は残る．付加質量項をデジタル減算法により慣性力を除去する場合にも，無風時の付加質量の項は慣性力として減算することになり，原理的には同じである．また，模型の作用力



図－2.2.1 強制加振方法における慣性力除去方法の説明図

の速度比例成分は、無風時の空力減衰に相当する。この空力減衰を送風時にどう扱うかについては、研究例もなく未だ明快な結論は得られているわけではないが、現在の本四基準（2001）¹³⁾では送風時による増分だけを空気力と考える、すなわち無風時の残差は差し引くことと規定している。この点は、圧力積分法では送風時の空気力だけ扱い、無風時の空力減衰を考慮しないことが一般的であり、測定法の違いによる測定誤差となり得る。

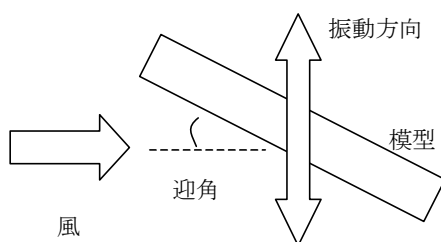
一方、松本らの研究¹⁷⁾によれば、連成フラッターの安定化については、Scanlan が定式化した非定常空気力係数の A_2^* 、 A_1^* 、 H_3^* の寄与が大きく、 A_2^* の負の絶対値を大きくし、 A_1^* 、 H_3^* の絶対値を小さくすることが、フラッター安定性の向上につながるということが知られている。これらの係数は、本研究の定式化では、それぞれ $M_{\theta I}$ 、 M_{zI} 、 $L_{\theta R}$ に相当する（補遺 2 参照）。この中で、変位比例成分が関係する係数は $L_{\theta R}$ 、速度比例成分については $M_{\theta I}$ 、 M_{zI} であることから、これらの係数の計測精度が満足されていれば、フラッター発現風速だけを議論する上では特に問題を生じないと考えられる。

したがって、慣性力をデジタルで除去する装置は、従来のアナログ除去方式と理論上は同等な計測が可能になると考えられるが、適用にあたっては従来方法との比較は行わなければならない。更に、箱桁断面を対象とした場合に計測誤差がどの程度あるかを検討しておく必要がある。

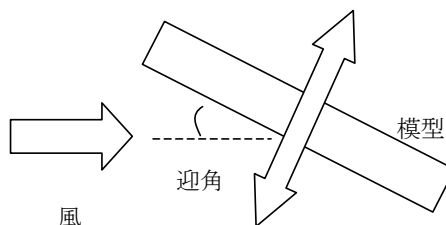
2. 2. 2 有迎角時の振動方向の違い

有迎角時の振動方向の違いについては、本四基準（2001）¹³⁾には記述がないが、迎角を持つ場合のたわみ振動の与え方が非定常空気力特性に与える影響が山田らによって指摘されている¹⁸⁾。すなわち、図-2.2.2 に示すように、振動軸を迎角の有無と無関係に風洞軸と直交する気流軸を直角にとる場合（同図(1)）と振動軸も迎角設定時に風洞模型とともに傾ける場合（同図(2)）があり、非定常空気力試験の測定上の問題である。現在のほとんどのバネ支持試験では後者の設定方法をとるが、強制加振法では大掛かりな装置となるため簡便な前者の方法で計測したい場合も多い。山田らは、トラス断面を対象に自由振動法により非定常空気力係数を計測し、その結果、迎角 $\pm 3^\circ$ の範囲でも少なからず違いが認められており、振動方向の違いを考慮して変換を実施しても説明がつかないことを指摘した¹⁸⁾。前者の方法で計測する場合には、両者の違いを把握する必要がある。もし、影響が見られる場合には、精度確認方法にも注意を

払う必要がある。すなわち、非定常空気力試験結果の空気力の精度は、測定された空気力を用いた解析結果と、同一の模型を用いて実施した振動試験の結果を照合して確認するとされているが、計測された方法と同一の振動方向のバネ支持試験で確認されていなければならない。



(1) 模型を傾ける方法



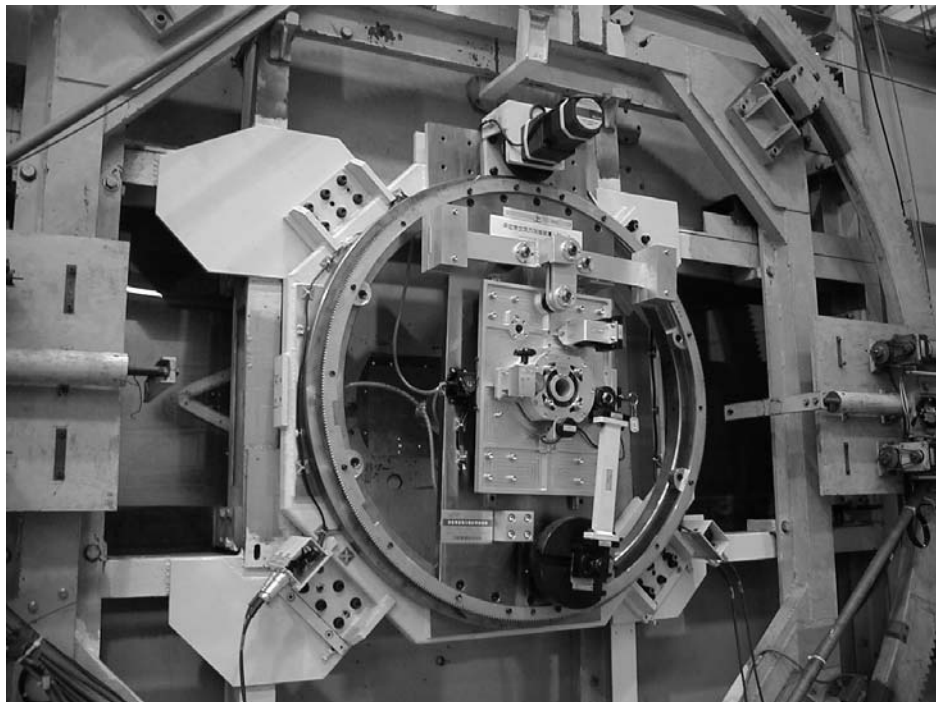
(2) 加振軸を傾ける方法

図－2.2.2 迎角の与え方と振動方向

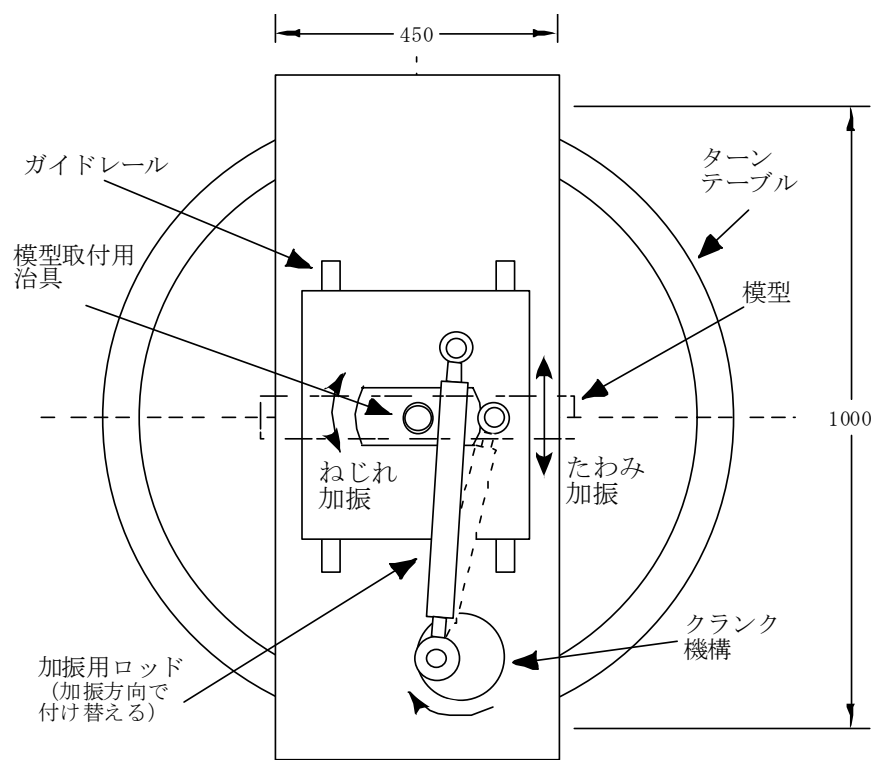
2. 3 検討方法

2. 3. 1 試験装置

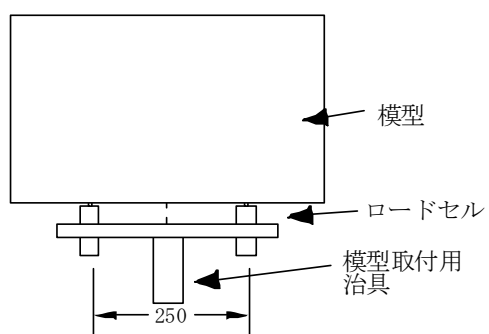
本検討のために製作した非定常空気力計測装置の概要図を図－2.3.1 に、外観写真を写真－2.3.1 に示す．本装置は，高さ 3m，幅 2m を有する測定洞の側壁に設置し，両側の加振機を同期させて，鉛直たわみ加振，ねじれ加振を実施するものである．加振機は，擬似的な正弦波を容易に生成できるクランク式の機構とし，加振方向の変更は加振用ロッドの交換で対応できる．ここでは実施していないが，ターンテーブルを 90° 回転させるにより，水平たわみ加振も実施可能である．迎角の設定方法は，ターンテーブルによって加振機構を傾ける方法，模型取付用治具を回転させて模型を傾ける方法の 2 通りが選択できる．模型は片側 2 点で支持され，支持部にはロードセルが設置されており，模型に作用する力を検出できる．ロードセルには，日章電機製汎用型 2 分力ロードセル LMC-2507 を使用した．抗力，揚力はロードセルから直接，モーメントはアーム長を乗じることにより算定している．なお，本装置は，模型取付部の外側にカウンターウェイトの設置も可能な構造である．



写真－2.3.1 非定常空気力加振装置



(a) 側面図



(b) 模型取付状況（上面図）

図－2.3.1 非定常空気力試験装置の説明図

2. 3. 2 計測方法

慣性力の除去方法は、まず無風時に強制加振させた時のロードセルの出力を時系列波形として保存し、送風時に得られたロードセル出力の時系列波形から無風時の時系列波形を直接減算した。ノイズの影響を避けるために、保存された無風時と有風時の加振波形とロードセル出力の時系列波形から、有風時と無風時の加振波形の残差を最小となる様に加振波形の位相を合わせた上で、位相に応じて有風時のロードセル出力波形と無風時の出力波形を時系列波形上で直接減算した。ここで、フィルターについては、計測中に故障した場合に発生するチャンネル間の位相ずれを懸念して今回は使用していない。また、正弦加振であれば理論的に慣性力を算出できるが、命令した加振振動数、加振振幅とのずれ等を考慮して直接減算していることを付記する。計測のサンプリング時間は 60 秒、サンプリング間隔は $100 \mu \text{ sec.}$ とした。これは、加振周波数を 2.5Hz 以下の場合に、デジタル波形の位相差の誤差は 0.1deg.以下を実現できる設定である。データ数は、1 回の計測で 1 チャンネル当たり 60 万個であり、現在の技術レベルでは充分に実用に耐えうる。AD 変換機には、マイクロサイエンス社製のサンプルホールド機能付 16 ビット変換機 ADM-687zPCI を用いた。

迎角の設定方法は、たわみ加振については、模型を傾ける方法(図-2.2.2(1)に相当)、加振軸を回転させる方法(図-2.2.2(2)に相当)を比較した。計測された非定常空気力係数は、以下の式で定式化した。

$$D = \pi \rho B^3 \omega^2 \left[D_{zR} \frac{z}{B} + D_{zI} \frac{\dot{z}}{B\omega} + D_{\theta R} \theta + D_{\theta I} \frac{\dot{\theta}}{\omega} \right] \quad (2.1)$$

$$L = \pi \rho B^3 \omega^2 \left[L_{zR} \frac{z}{B} + L_{zI} \frac{\dot{z}}{B\omega} + L_{\theta R} \theta + L_{\theta I} \frac{\dot{\theta}}{\omega} \right] \quad (2.2)$$

$$M = \pi \rho B^4 \omega^2 \left[M_{zR} \frac{z}{B} + M_{zI} \frac{\dot{z}}{B\omega} + M_{\theta R} \theta + M_{\theta I} \frac{\dot{\theta}}{\omega} \right] \quad (2.3)$$

D, L, M は非定常空気力(抗力, 揚力, 空力モーメント), $D_{zR}, D_{zI}, \dots, M_{\theta R}, M_{\theta I}$ は非定常空気力係数, ω は加振円振動数 ($=2\pi f$), f は加振振動数, z, θ は鉛直たわみ変位, ねじれ変位を各々示す。非定常空気力は無次元風速 $V_r (=U/fB)$ の関数となる。本研究では、揚力, 抗力の定義は構造軸基準とした。すなわち, 図-2.2.2(2)

の振動方向が揚力となり、迎角とともに定義する揚力、抗力方向は変化する。また、定義した加振振幅は、構造軸上の振幅ではなく、振動方向の振幅をとった。したがって、図-2.2.2(1)の場合では、構造軸上の移動量は図-2.2.2(2)に比べて $\cos \alpha$ 倍 (α : 迎角) となる。

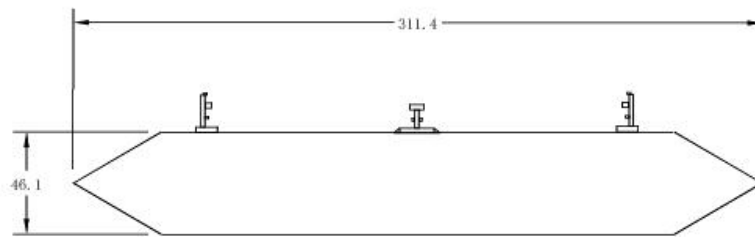
迎角の設定方法は、たわみ加振については模型を傾ける方法、加振軸を傾ける方法の2通りで実施し、ねじれ加振は模型を傾ける方法で計測した。計測は1つの無次元風速で3回計測し、計測結果にばらつきがあるかどうかを確認し、計測結果はその平均値で示した。

2. 3. 3 試験断面

慣性力の除去方法の検討は NACA0012 断面、たわみ振動の加振方向差は一箱桁橋梁断面とした。NACA0012 断面は弦長 0.4m, 模型長は 1.59m である。一箱桁断面は、図-2.3.2 に示す $B/D=6.74$ の扁平六角形断面であり、幅員 20.2m, 桁高 3m を有する一箱桁断面を想定した。模型の弦長は $B=311.4\text{mm}$, 桁高は $D=46.2\text{mm}$ である。中央防護柵、路肩防護柵の違いによる影響を調べるために、幾つかの断面を対象とした。中央防護柵は、高さ $h_b=12.3\text{mm}$ の通常の柵状の防護柵に加えて、同じ高さのセンターバリア ($h_b/D=0.27$)、 $h_b=23.1\text{mm}$ のセンターバリア ($h_b/D=0.54$) とした。

2. 3. 4 試験条件

主とした試験方法は文献 9) に準拠している。加振振動数 2~2.5Hz, たわみ振幅は弦長の 1%, ねじれ振幅 1deg. として、無次元風速 24 まで計測した。試験迎角については、翼断面は 0° , 一箱桁断面は、 $\pm 3^\circ$, $\pm 6^\circ$, $\pm 9^\circ$ とした。



断面名	中央防護柵	路肩防護柵
断面 O	なし	なし
断面 B1	標準 ($h_b/D=0.27$)	あり
断面 B2	C.B.($h_b/D=0.27$)	あり
断面 B3	C.B.($h_b/D=0.54$)	あり

(備考) C.B.:センターバリアを示す.

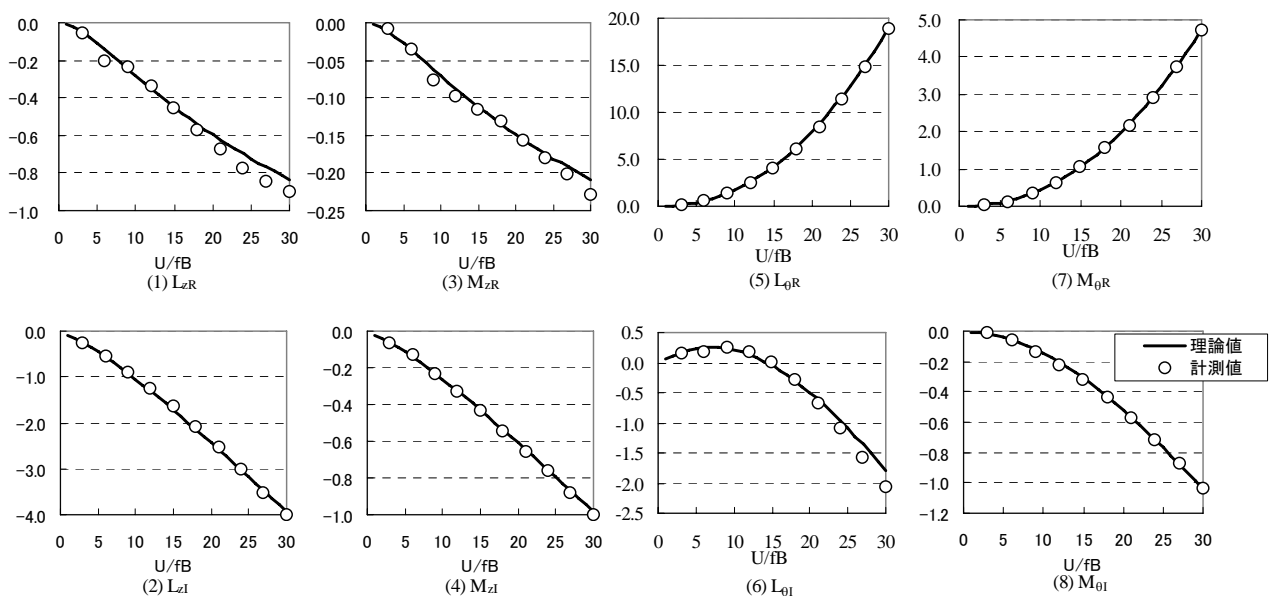
h_b : 中央防護柵高さ D :桁高 (46.2mm)

図－2.3.2 検討断面

2. 4 試験結果と考察

2. 4. 1 慣性力除去方法の検証

翼断面の迎角 0° の非定常空気力係数を理論値と比較して、図－2.4.1 に示す．これより、計測値は理論値と良く一致していることがわかる．計測は1つの無次元風速に対して3回計測しているが、無風時、有風時ともに3回ともばらつきがなかった．したがって、今回の慣性力の除去方法でも十分に精度の良い結果が得られると判断できる．今回の除去方法は計測システム上簡便な手法と考えられるが、ノイズが多い環境下などでは誤差も生じる可能性もあるため注意を要する．また、カウンターウェイトを用いる方法では、無風時の出力は実部をなるべく0とし、虚部すなわち空力減衰分だけを抽出することが一般的であるが、今回の除去方法では同様の調整を実施しているわけではなく、従来手法との相違を生む要因になり得る．ただし、今回の計測では無風時の慣性力残差の虚部は従来手法とほぼ同じで小さかったことから、翼断面の様な充腹断面であれば、大きな問題は生じないと判断される．



図－2.4.1 時系列波形の直接減算により慣性力を除去した場合の計測結果

2. 4. 2 たわみ加振方向差の影響

断面 B1, 断面 B2, 断面 B3 の迎角 $+3^{\circ}$, -3° の非定常空気力係数を比較して, 図-2.4.2, 図-2.4.3 に示す. 同図中の凡例は, 模型を傾ける方法を(1), 加振軸を傾ける方法を(2)として示し, 比較のために平板翼の理論値を載せた. これより, 揚力, 空力モーメントに関しては, 両者の違いは顕著には見られないが, 抗力に関しては, 迎角 $+3^{\circ}$ の断面 B2, B3 で数値にばらつきが見られる. 同一無次元風速における 3 回の計測値にばらつきが見られること, 計測値が揚力, 空力モーメントよりも 1 桁小さいことから, このばらつきは計測誤差に起因するものと判断される.

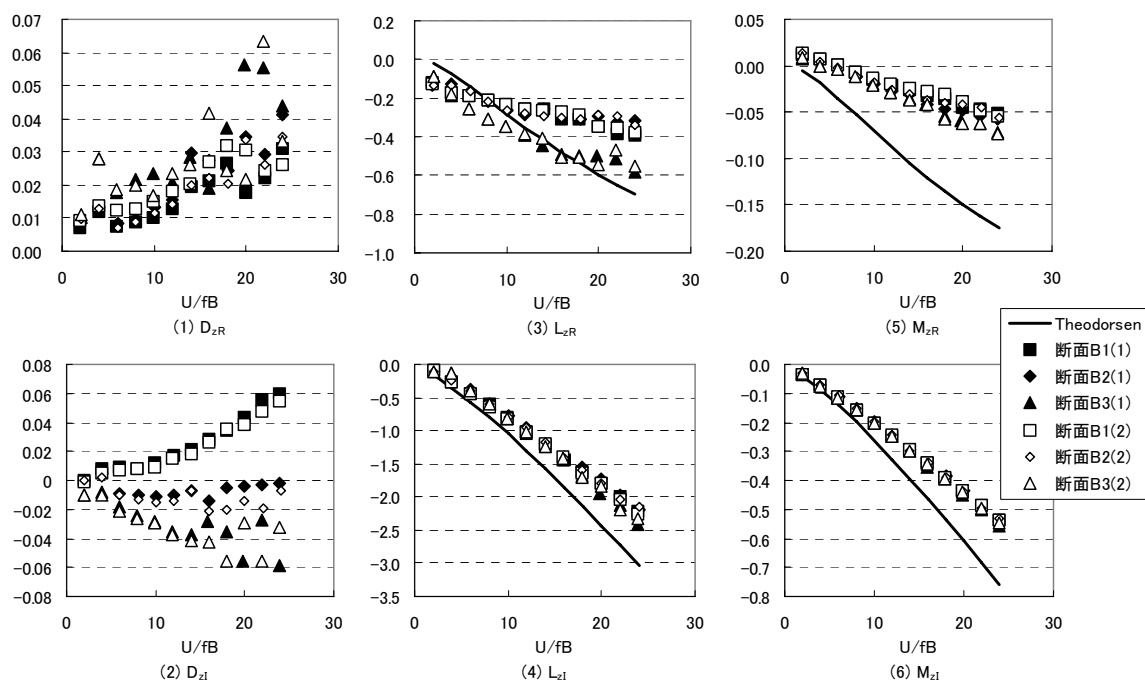


図-2.4.2 迎角 $+3^\circ$ における非定常空気力係数

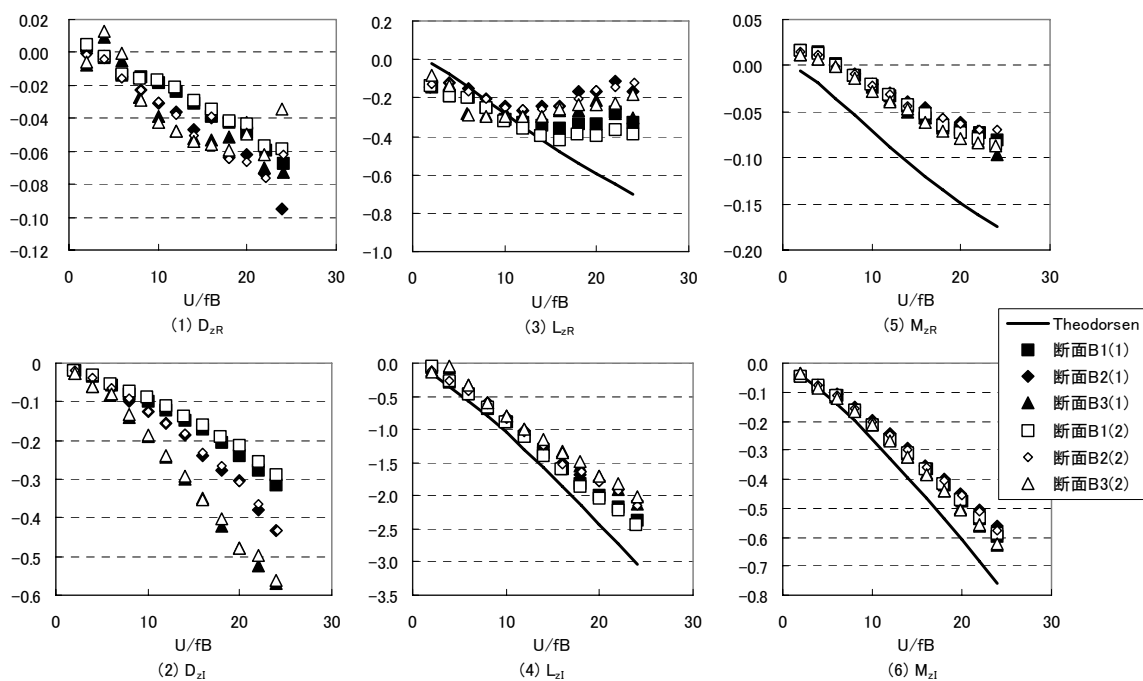


図-2.4.3 迎角 -3° における非定常空気力係数

断面 O, 断面 B1, 断面 B2, 断面 B3 の迎角+9° における非定常空気力係数を比較して, 図-2.4.4 に, 無次元風速 20 の非定常空気力係数の値を表-2.4.1 に示す. 同図より, 多少のばらつきは認められるものの, どの断面においても, 揚力, 空力モーメント, 抗力ともに, 加振方向の違いにもかかわらず, 非定常空気力係数, すなわち振動中の空気力の顕著な違いが生じていないことがわかる. 厳密に見た場合には, L_{z1} , M_{z1} は無次元振動数 16 以上で, 模型を傾ける場合の方が加振軸を傾ける方法より平均的に約 3% 小さい. これは, 模型を傾ける場合は, 空気力の定義方向と加振振幅方向がずれているため, 空気力定義方向の加振振幅が小さいためと判断される. すなわち, 迎角+9° の場合, 模型を傾ける方法では, 構造軸方向には $\cos 9^\circ = 0.988$ 倍の振幅となるが, 今回の計算は加振振幅を直接 (1 倍の振幅として) 代入しているため, 結果として得られた非定常空気力係数は約 1% 小さくなったことも一因である. これらの非定常空気力係数はいずれも速度比例成分であるが, これは変位比例成分に比べて大きい空気力であり, さらに無次元風速が高い方がその傾向が現れていることから, 迎角+9° という大迎角でも振動方向の違いは微小であるという見方もできる. 抗力成分の D_{z1} では模型を傾ける場合にやや大きい値をとり, 無次元風速 20 では 1~6% 大きくなっているが, これも, 模型を傾ける方法では構造軸の抗力成分を加振しているため, その影響と考えられる.

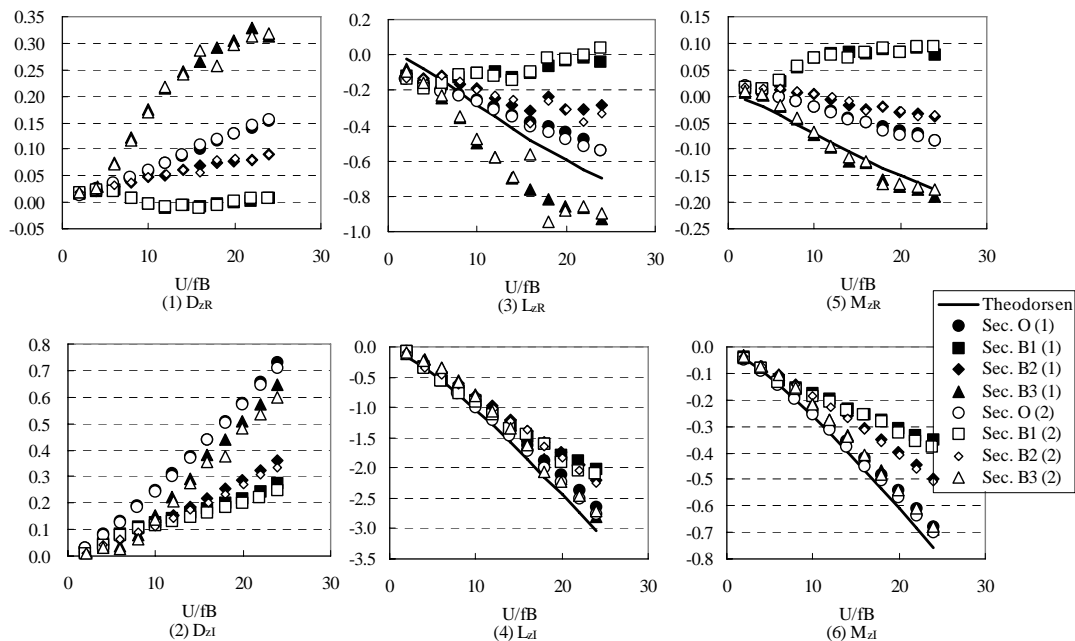
ここで, 抗力方向の加振成分による準定常空気力係数を算出し, それが非定常空気力係数 D_{z1} にどの程度寄与しているかを検討した. 準定常理論による計算される空気力係数 $D_{z1,q}$ は, 構造軸上の定義であること, 振動方向に注意すると, 式(2-4)で算定できる. 式の導出は補遺 3 を参照のこと.

$$D_{z1,q} = \frac{U \cos \alpha \cdot C_D(\alpha = 0) \cdot A \sin \alpha}{\pi B^2 \omega} \quad (2.4)$$

ここで, α : 迎角(deg.)
 $C_D(\alpha = 0)$: 迎角 0° の抗力係数
 U : 風速(m/s)
 A : 単位長さ当りの投影面積 (m²)

計算結果を, 加振方向差による非定常空気力係数の差と比較して, 表-2.4.2 に示す. これより, 断面 O を除けば, 30% 程度の範囲内であることがわかる. したがって, 抗

力成分については、概ね抗力方向の加振成分の影響が支配的であると判断される。断面 O では、準定常理論よりも空気力の差が生じていないことから、抗力方向の加振成分以外の要因があると判断されるが、詳細は明らかではない。



(備考) 凡例の(1)は模型を傾けた場合、(2)は加振軸を傾けた場合。

図－2.4.4 迎角+9°における非定常空気力係数

表－2.4.1 たわみ加振方向差の影響（迎角+9°：無次元風速 20）

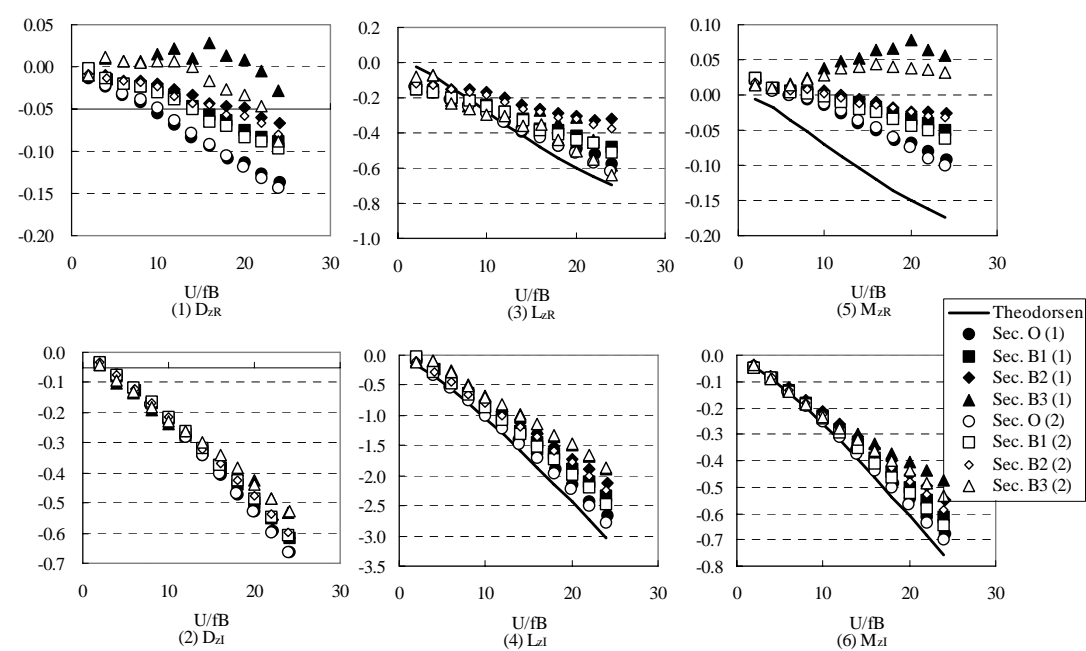
断面	加振方法	非定常空気力係数						比率 ((1)/(2))					
		D _{zR}	D _{zI}	L _{zR}	L _{zI}	M _{zR}	M _{zI}	D _{zR}	D _{zI}	L _{zR}	L _{zI}	M _{zR}	M _{zI}
断面O	(1)	0.129	0.575	-0.436	-2.100	-0.064	-0.542	0.98	1.01	0.92	0.94	0.89	0.95
	(2)	0.131	0.570	-0.475	-2.236	-0.072	-0.568						
断面B1	(1)	-9.2E-5	0.217	-0.034	-1.781	0.084	-0.310	-0.04	1.07	1.44	0.94	1.01	0.96
	(2)	0.002	0.202	-0.023	-1.901	0.083	-0.324						
断面B2	(1)	0.076	0.284	-0.311	-1.731	-0.029	-0.395	0.94	1.05	1.01	0.94	1.04	0.96
	(2)	0.081	0.271	-0.308	-1.835	-0.028	-0.410						
断面B3	(1)	0.304	0.509	-0.856	-2.175	-0.171	-0.540	1.02	1.06	0.97	0.98	1.03	1.00
	(2)	0.297	0.480	-0.882	-2.228	-0.165	-0.542						

(備考) 加振方法の(1)は模型回転、(2)は加振機回転を示す。

表－2.4.2 抗力加振成分の準定常空気力の寄与度

断面名	C _D (α=0°)	D _{zI,q} ①	D _{zI} の差② ((1)-(2))	①/②
断面O	0.525	0.0121	0.0047	2.57
断面B1	0.659	0.0152	0.0149	1.02
断面B2	0.728	0.0167	0.0129	1.30
断面B3	1.065	0.0245	0.0294	0.83

一方、迎角 -9° の場合の結果を図-2.4.5 に、係数の数値比較を表-2.4.3 に示す。
 これより、断面 B3 において迎角 $+9^\circ$ よりも有意な差が見られることがわかる。無次元風速 20 では、断面 B3 の D_{zR} 、 M_{zR} において加振方向差による影響が大きいことがわかる。また、連成フラッター安定化に大きく関与していると言われている¹⁷⁾ M_{zI} においても、両者の隔たりが7%と迎角 $+9^\circ$ の時よりも大きくなっている。一方、抗力方向 D_{zI} においては両者の差は見られない。断面 B3 では模型を傾けた方が係数の絶対値が小さく、準定常理論では説明できない。



(備考) 凡例の(1)は模型を傾けた場合、(2)は加振軸を傾けた場合。

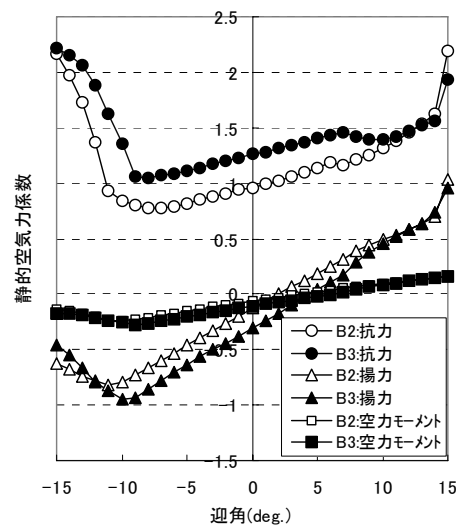
図-2.4.5 迎角 -9° における非定常空気力係数

表-2.4.3 たわみ加振方向差の影響 (迎角 -9° : 無次元風速 20)

断面	加振方法	非定常空気力係数						比率 ((1)/(2))					
		D_{zR}	D_{zI}	L_{zR}	L_{zI}	M_{zR}	M_{zI}	D_{zR}	D_{zI}	L_{zR}	L_{zI}	M_{zR}	M_{zI}
断面0	(1)	-0.113	-0.529	-0.489	-2.140	-0.069	-0.543						
	(2)	-0.118	-0.525	-0.510	-2.226	-0.073	-0.563	0.95	1.01	0.96	0.96	0.94	0.97
断面B1	(1)	-7.5E-2	-0.500	-0.418	-1.882	-0.035	-0.499						
	(2)	-0.083	-0.486	-0.438	-1.988	-0.045	-0.523	0.90	1.03	0.95	0.95	0.78	0.95
断面B2	(1)	-0.049	-0.504	-0.305	-1.719	-0.023	-0.451						
	(2)	-0.059	-0.476	-0.321	-1.784	-0.025	-0.478	0.83	1.06	0.95	0.96	0.95	0.94
断面B3	(1)	0.008	-0.424	-0.312	-1.503	0.078	-0.405						
	(2)	-0.034	-0.439	-0.506	-1.480	0.039	-0.435	-0.23	0.96	0.62	1.02	2.01	0.93

(備考) 加振方法の(1)は模型を傾ける方法、(2)は加振軸を傾ける方法を示す。

断面 B3 の静的三分力曲線を断面 B2 と比較して、図－2.4.6 に示す．これより、迎角 -9° 前後で断面 B3 の変化が大きいこと、迎角 $+9^{\circ}$ 前後では両者とも三分力特性の変化は直線的であることがわかる．これより、静的空気力の変化の大きい迎角付近で、非定常空気力係数の加振方向差の影響が生じたと考えられる．ただし、接近風速と速度振幅から算定される相対迎角は、無次元風速 20 の時には 0.2deg. であり、加振方向差による相対迎角の差はそれよりも小さいことから、相対迎角でこの違いを定量的に説明することは難しいと判断される．



図－2.4.6 静的三分力係数の比較

本研究で実施した一箱桁橋梁断面では、たわみ加振方向の差の影響が見られた非定常空気力係数については、定性的には静的空気力特性、準定常空気力の寄与で概ね説明できると判断される．影響が見られた空気力係数の中で、断面 B3 の迎角 -9° における変位比例成分 D_{zR} 、 M_{zR} の差異は、係数の値そのものが小さいため、山田ら¹⁸⁾が指摘している通り、認めるべき誤差範囲であるとも判断できる．また、速度比例成分については変位比例成分に比べて大きく、無次元風速が高い方が加振方向差の傾向がより明確に現れていることも、準定常的空気力の寄与が大きいと考えられる．

2. 4. 3 フラッター解析結果に及ぼす影響

たわみ加振方向差の違いがフラッター解析にどの程度影響があるか検討した。フラッター解析は、鉛直たわみ、ねじれの運動方程式を複素固有値問題として解く手法であり、振動数を繰り返し計算で収束させる方法（第3章参照：従来法）を適用した。解析条件を表-2.4.4に示す。これは、中央径間 1,500m 程度の吊橋を想定したものである。また、ねじれ加振時の非定常空気力係数を迎角+9°を図-2.4.7、迎角-9°を図-2.4.8に示す。計測した空気力係数は原点を通る4次多項式で近似して計算した。フラッター解析結果を表-2.4.5に示す。これより、断面 B2 の迎角-9°で両者の差が最大となるが、フラッター解析結果の違いは3%程度であり、影響は大きくないことがわかる。解析結果に影響を及ぼすたわみ加振成分の非定常空気力係数は M_{α} であるが¹⁷⁾、断面 B2 の迎角-9°の差は表-2.4.3より6%である。また、 M_{α} の最大差は迎角-9°における断面 B3 で7%であるが、フラッター解析結果への影響は1%と小さい。これは、図-2.4.8からわかるように、 M_{θ} が正となることによりねじれ1自由度フラッターが生じたためと判断できる。

以上、たわみ加振方向差の影響については、たわみ加振方向差が確認されたケースもあるもののフラッター解析結果への影響は大きくないことから、一箱桁断面においては、三分力係数の急激な変化がない失速角までの範囲では、過度の変形がない限り、振動方向の影響はそれほど大きくないと考えて良いと判断される。

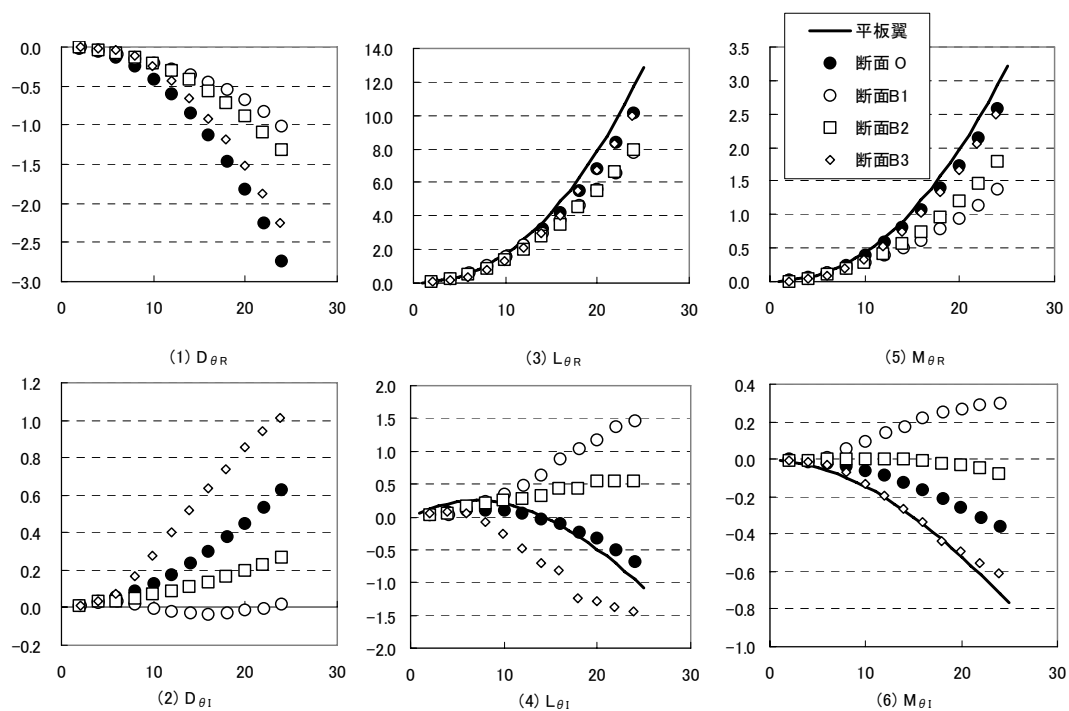


図-2.4.7 迎角 $+9^\circ$ の非定常空気力係数の計測結果（ねじれ加振）

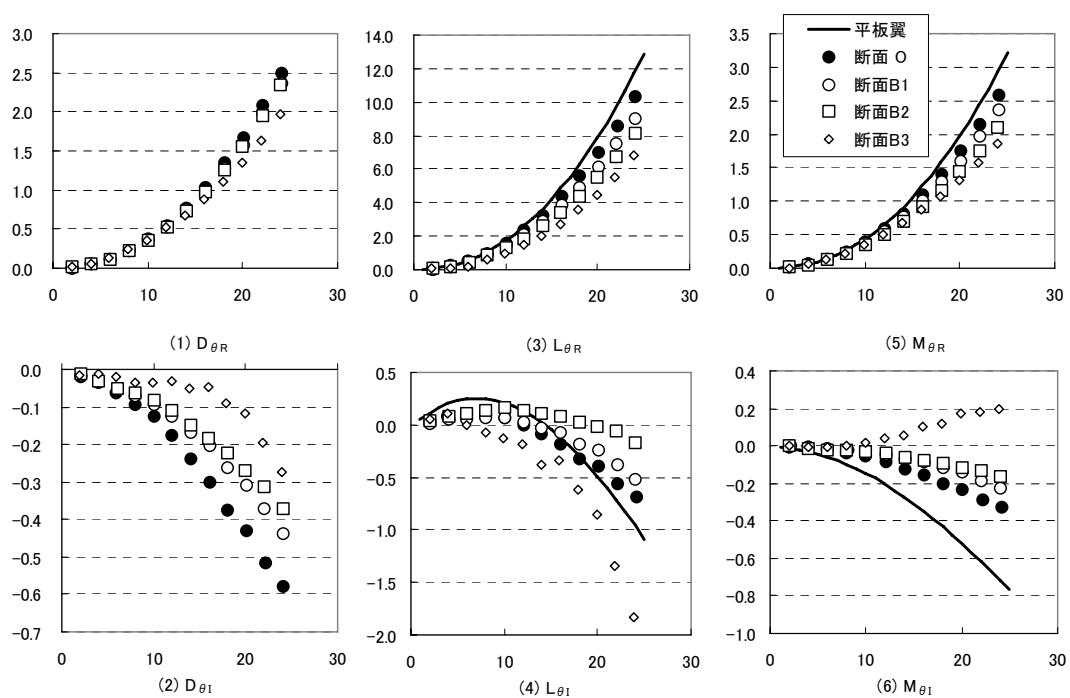


図-2.4.8 迎角 -9° の非定常空気力係数の計測結果（ねじれ加振）

表－2.4.4 フラッター解析条件

質量	15.5 t/m
極慣性モーメント	568 t・m ² /m
たわみ振動数	0.080 Hz
ねじれ振動数	0.279 Hz
対数減衰率	$\delta = 0.02$ (たわみ, ねじれ)
桁幅	20.2m
空気密度	1.225×10^{-3} t/m ³

表－2.4.5 フラッター解析結果

断面	迎角－9°			迎角+9°		
	加振(1)	加振(2)	(1)/(2)	加振(1)	加振(2)	(1)/(2)
断面O	54.1	53.5	1.01	55.2	54.1	1.02
断面B1	48.0	46.9	1.02	25.8	25.8	1.00
断面B2	51.1	49.8	1.03	32.9	32.7	1.01
断面B3	37.4	37.1	1.01	63.9	63.9	1.00

(備考) 加振(1): 模型を傾ける方法, 加振(2): 加振機を傾ける方法
単位: m/s

2. 5 まとめ

強制加振法による非定常空気力測定方法について検討した結果，以下の知見が得られた．

- (1) 慣性力を除去する方法は，汎用の 16 ビット A/D 変換機，ロードセルを用いて，無風時の時系列波形をあらかじめデジタル波形で取得し，有風時の時系列波形から無風時の時系列波形をコンピュータ内で直接減算する方法（デジタル除去法）を検討した．その結果，本方法を用いても翼断面理論値と良い一致が得られた．したがって，本方式でも十分な測定精度を有していると判断できる．
- (2) 迎角設定時の鉛直たわみ加振の加振方向差による非定常空気力係数の違いは，抗力成分は水平方向加振成分による準定常空気力の影響が大きい．定性的には概ね準定常空気力，静的三分力係数の迎角特性の変化から説明できるものの，相対迎角の違いは小さい．
- (3) 一箱桁断面では，非定常空気力係数のたわみ加振方向差がフラッター解析結果へ及ぼす影響は，急激な三分力係数の変化が生じる失速角までの範囲であれば大きくないと判断される．

【参考文献】

- 1) Halfman R.L., Johnson H.C., and Haley S.M.: "Evaluation of high-angle-of-attack aerodynamic-derivative data and stall-flutter prediction techniques, National Advisory Committee for aeronautics technical note 2533.
- 2) Theodorsen, Theodore: General Theory of Aerodynamic Instability and the Mechanism of Flutter, *NACA Rep. 496*, 1935.
- 3) Bratt J.B. and Scruton C.: Measurements of Pitching Moment Derivatives for an Aerofoil Oscillating about the Half-Chord Axis, Reports and Memoranda No.1921, British Aeronautical Research Committee Technical Report, 1938.
- 4) Silverstein Abe and Joyner Upshur T.: Experimental Verification of the Theory of Oscillating Airfoils, NACA Report No.673, 1939.
- 5) Reid Elliott G. and Vincenti Walter: An Experimental Determination of the Lift of an Oscillating Aerofoil, *Journal of the Aeronautical Sciences*, Vol.8, No.1, pp.1-6, 1940.
- 6) Halfman R.L.: Experimental Aerodynamics Derivatives of Sinusoidally Oscillating Airfoil in Two-Dimensional Flow, NACA Technical note 2465, 1951.
- 7) Kawashima et.al. : "Measurements of Aerodynamic Forces on an Oscillating Airfoil, Proc. of the 13th Japan National Congress for Applied Mechanics, 1963.
- 8) Ukeguchi, N., Sakata, H., and Nishitani, H. : An Investigation of Aeroelastic Instability of Suspension Bridge, *Proc. Symposium on Suspension Bridges*, Lisbon, Portugal, Nov. 1966.
- 9) 釜口展宏, 坂田宏 : 吊橋の耐風安定性に関する基礎研究, 日本航空宇宙学会誌 Vol.13, No.133, pp.27-36, 1965 年 2 月.
- 10) 田中宏, 伊藤学 : 充腹構造物の自励振動における空気力の特性, 土木学会論文報告集, 第 168 号, pp.15-24, 1969 年 8 月.
- 11) 成田信之 : 充腹断面箱桁を有する斜張橋の耐風設計に関する基礎的研究, 東京大学博士論文, 昭和 53 年 2 月.
- 12) 勝地弘, 宮田利雄, 北川信, 佐藤弘史, 樋上琇一 : 明石海峡大橋大型風洞試験での連成フラッター特性に関する考察, 第 13 回風工学シンポジウム論文集, pp.383-388, 1994.11.

- 13) 本州四国連絡橋耐風設計基準（2001）・同解説，本州四国連絡橋公団，2001 年 8 月．
- 14) 山田均，宮田利雄：モード分解再構成法による三次元非定常空気力係数測定に関する研究，土木学会論文集，No.543／I-36，pp.209-216，1996.7.
- 15) 岩本政巳，藤野陽三：有限次数近似モデルに基づく橋桁の非定常空気力同定の適用性，土木学会論文集，No.696／I-58，pp.299-310，2002.1.
- 16) 佐伯公康，宮田利雄，山田均：一般化非定常空気力測定のためのアクティブ制御応用に関する基礎研究，土木学会第 51 回年次学術講演会講演概要集，1-A，pp.458-459，1996.
- 17) 松本勝，小林裕輔，浜崎博：非定常空気力係数に着目したフラッター安定化策についての考察，第 13 回風工学シンポジウム論文集，pp.377-382,1994.
- 18) 山田均，勝地弘，鈴木猛：有迎角時加振方向差により非定常空気力とフラッター推定応答に生じる影響，構造工学論文集 Vol.46A，pp.1023-1028，2000 年 3 月．

第3章 フラッター解析手法に関する考察

3. 1 既往の研究概要

フラッター解析は、非定常空気力係数からフラッター発現風速を算出する解析手法である。フラッター解析が橋梁の耐風設計に積極的に反映されるようになったのは、非定常空気力試験方法と同様に明石海峡大橋の検討以降である。これは、明石海峡大橋のフラッター現象は、鉛直たわみ最低次、ねじれ最低次のモードの重ね合わせではなく、複数のモードが重なり合う振動¹⁾であり、部分模型によるバネ支持試験だけでは評価できないこと、一方で全橋模型風洞試験により構造形式の最適化をするためには時間、費用がかかることから、全橋模型風洞試験の前検討として積極的に適用されるようになった。その後の超長大橋の検討では、2次元剛体主桁模型を用いて非定常空気力係数を計測し、2次元フラッター解析結果と同一模型のバネ支持試験結果との比較により計測された非定常空気力係数の妥当性を検証した上で、3次元フラッター解析により全体構造系の照査が実施されている。特に、一箱桁断面にケーブルシステムを組み合わせることによって剛性増加、振動モード変化を狙った耐風性向上案の検証に関しては、フラッター解析は不可欠な検証ツールであり、その結果、クロスハンガー形式²⁾、水平ステイ方式³⁾、3本ケーブル吊橋と斜めハンガー形式⁴⁾、MONO・DUO吊橋とリジットハンガー形式⁵⁾など新構造形式が提案された。

フラッター解析手法は、後述するように、調和振動を前提とする非定常空気力の定式化から運動方程式を作成し、それを複素固有値問題に帰着させて構造系の安定、不安定を解くものである⁶⁾。本手法は翼断面のフラッター発現風速の算定を目的として航空分野で検討がなされ、それが土木分野において長大橋のフラッター解析技術として検討がなされるようになり、現在では本四基準(2001)⁷⁾にまとめられている。解析においては、非定常空気力係数の定式化が無次元風速の関数であるため振動数依存となり、振動数の異なるたわみ振動、ねじれ振動を同時に扱うことができない問題が生じる。通常は、たわみ振動、ねじれ振動毎にそれぞれに振動数、風速を仮定して収束計算を行なうことで、たわみ分枝、ねじれ分枝の減衰、振動数を算定する。すなわち、フラッター発現風速あるいは一つのフラッター分枝を求めるのに風速と振動数による繰り返し計算が必要であり、全てのフラッター分枝を求める場合には個々のフラッタ

一分枝で計算を実施しなければならない．これを解消するために，全ての分枝を同一無次元風速域で同時に計算する方法が山田ら⁸⁾により提案されている．これは後述するように，調和振動を仮定した非定常空気力を加速度項にまとめることによって，無次元風速のみの関数で表現することにより行われる．

一方，フラッター解析を簡便的に行なう方法として，**Step-by-Step** 法が松本ら⁹⁾によって提案されている．これは，鉛直たわみ，ねじれの2つの運動方程式を固有値解析によらず直接解く方法であり，非定常空気力係数の連成項によって変化する振動数，減衰，振幅を各々の運動方程式を独立で解きながら収束させることに特徴を有する．本手法ではフラッター発現風速の算定に加えて非定常空気力係数がフラッター特性に及ぼす寄与が明らかになることから，様々な橋桁断面のフラッター機構の解明に大きな役割を果たしている^{10),11)}．

また，翼断面をアクティブ制御する目的で開発された非定常空気力を有理関数で近似したフラッター解析手法も提案されている^{12),13)}．これにより振動数に依存しない風速表示形式の定式化が可能となるため，時間領域の計算が可能となり，土木分野においては橋梁断面への適用性が検討された¹⁴⁾．フラッターをアクティブコントロール等により空力的に抑制する機構を検討する場合に有効であり，**Wilde** ら¹⁵⁾により橋梁箱桁断面への適用が検討されている．さらに，時間領域でのガスト応答解析^{16)・17)}，フラッターとガスト応答との同時時刻歴解析¹⁸⁾にも適用されている．

一方で，上記のフラッター解析は調和振動中を前提として定式化された非定常空気力係数を用いている場合がほとんどであり，実際の振動状態とは隔たりがあることが指摘されている．一般振動状態における非定常空気力の定式化については，1980年代に航空分野で検討が行われ，一般振動下の平板翼の理論解も得られており¹⁹⁾，一般振動下の非定常空気力を用いた平板翼のフラッター解析も実施されている²⁰⁾．また，この一般振動下における箱桁断面の非定常空気力係数の測定手法も検討されている^{21),22)}．岩本ら²⁰⁾は，調和振動下の複素固有値解析手法では固有値解の振動状態は減衰振動系となり振動状態が一致しないため，物理的意味が不明瞭であることを指摘している．また，一般振動下と調和振動下における非定常空気力係数は大きな減衰の領域で隔たりがあり，特に L_{zR} ， $L_{\theta I}$ ， M_{zR} ， $M_{\theta I}$ において異なった値を示し，フラッター解析結果には $M_{\theta I}$ の違いが最も影響を与えること，ただし，平板翼では，調和振動下の平板翼理論値で同定した係数パラメータが一般振動中の **Theodorsen** 関数（一般化

Theodorsen 関数) と良い一致であることが示している.

3. 2 フラッター解析手法

3. 2. 1 複素固有値解析

フラッター解析の基本となる運動方程式は, 非定常空気力が速度比例成分と変位比例成分に分けられていることから, 以下の様になる.

$$[M]\{\ddot{q}\} + [C]\{\dot{q}\} + [K]\{q\} = [A]\{\dot{q}\} + [B]\{q\} \quad (3.1)$$

鉛直たわみとねじれの 2 自由度であれば, 以下の様になる.

$$[M] = \begin{bmatrix} mB & 0 \\ 0 & I \end{bmatrix} \quad [C] = \begin{bmatrix} C_z B & 0 \\ 0 & C_\theta \end{bmatrix} \quad [K] = \begin{bmatrix} K_z B & 0 \\ 0 & K_\theta \end{bmatrix} \quad \{q\} = \begin{Bmatrix} z/B \\ \theta \end{Bmatrix}$$

ここで,

$$C_z = 2mh_z\omega_z, \quad C_\theta = 2Ih_\theta\omega_\theta \quad \text{であり,} \\ K_z = m\omega_z^2, \quad K_\theta = I\omega_\theta^2$$

m : 質量, I : 極慣性モーメント, h : 減衰定数, ω : 固有円振動数であり, 添字の z , θ はそれぞれ鉛直たわみ, ねじれ, $\{\cdot\}$ は時間微分を示す.

また, $[A]$, $[B]$ は非定常空気力に係わるマトリックスを示す.

$\{y\} = \{\dot{q}\}$ と新たな変数を置くと, 以下のような状態方程式に書き直すことができる.

$$\begin{bmatrix} [M] & [C] - [A] \\ 0 & [M] \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \dot{y} \\ \dot{q} \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & [K] - [B] \\ -[M] & 0 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} y \\ q \end{Bmatrix} = \{0\} \quad (3.2)$$

$$\begin{Bmatrix} \dot{y} \\ \dot{q} \end{Bmatrix} = - \begin{bmatrix} [M] & [C] - [A] \\ 0 & [M] \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} 0 & [K] - [B] \\ -[M] & 0 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} y \\ q \end{Bmatrix} \quad (3.3)$$

解として, 下記の調和振動を仮定する.

$$\{q\} = \begin{Bmatrix} z/B \\ \theta \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} z_0/B \\ \theta_0 \end{Bmatrix} e^{\lambda t} \quad \text{とすると,}$$

$$\left[\lambda[E] - \begin{bmatrix} [M] & [C] - [A] \\ 0 & [M] \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} 0 & [K] - [B] \\ -[M] & 0 \end{bmatrix} \right] \begin{Bmatrix} y \\ q \end{Bmatrix} = \{0\} \quad (3.4)$$

となり，状態マトリックスの固有値問題となる．この固有値問題を解いて減衰，減衰を考慮した時の振動数，固有振動モードが求められる．すなわち，得られた複素固有値 λ を $\lambda = \lambda_R + i\lambda_I$ とすると，円振動数 ω と減衰定数 h は次式にて算定される．また，減衰を考慮した振動数 ω_D は $\omega_D = \lambda_I = \omega\sqrt{1-h^2}$ で与えられる．

$$\omega = \sqrt{\lambda_R^2 + \lambda_I^2} \quad (3.5)$$

$$h = \frac{\lambda_R}{\sqrt{\lambda_R^2 + \lambda_I^2}} \quad (3.6)$$

複素固有値解析によるフラッター解析手法は，運動方程式の外力項となる非定常空気力の表現方法により幾つかの手法が提案されているが，本研究では下記の 3 つの手法，すなわち，従来法である振動数繰返し法，加速度表記法，有理関数近似による方法について検討した．以下，本研究では，複素固有値解析による方法を総称して **CEV** 法と呼ぶが，**CEV** 法の手法を区別する場合には，従来法（または振動数繰返し法），加速度表記法，有理関数近似による法（または **RFA** 法）と呼ぶ．

(1) 従来法（振動数繰返し法）

非定常空気力係数の定式化は本研究では下記に示すとおりである．

$$L = \pi\rho B^3 \omega^2 \left[L_{zR} \frac{z}{B} + L_{zI} \frac{\dot{z}}{B\omega} + L_{\theta R} \theta + L_{\theta I} \frac{\dot{\theta}}{\omega} \right] \quad (2.2 \text{ 再掲})$$

$$M = \pi\rho B^4 \omega^2 \left[M_{zR} \frac{z}{B} + M_{zI} \frac{\dot{z}}{B\omega} + M_{\theta R} \theta + M_{\theta I} \frac{\dot{\theta}}{\omega} \right] \quad (2.3 \text{ 再掲})$$

したがって，非定常空気力に係るマトリックスは以下の様になる．

$$[A] = \pi\rho B^3 \omega \begin{bmatrix} L_{zI} & L_{\theta I} \\ M_{zI} B & M_{\theta I} B \end{bmatrix} \quad (3.7)$$

$$[B] = \pi\rho B^3 \omega^2 \begin{bmatrix} L_{zR} & L_{\theta R} \\ M_{zR} B & M_{\theta R} B \end{bmatrix} \quad (3.8)$$

これらは，無次元風速 $V_r (=U/fB)$ と円振動数 ω の関数となるため収束計算が必要となる．すなわち，風速 U と円振動数 ω を仮定して収束計算を行なうことで各風速における振動数，減衰，固有振動モードが求まる．

(2) 加速度表記による方法

従来の非定常空気力係数を加速度表記にして、無次元風速の関数にする方法である。すなわち、得られる固有振動モードが調和振動で近似できると仮定すると、以下の関係が成立する。

$$\begin{aligned} q &= q_0 \cdot e^{i\omega t} \\ \dot{q} &= i\omega q \\ \ddot{q} &= -\omega^2 \cdot q \end{aligned} \tag{3.9}$$

したがって、非定常空気力は以下の様に表される。

$$L = -\pi\rho B^3 \left[(L_{zR} + iL_{zI}) \frac{\ddot{z}}{B} + (L_{\theta R} + iL_{\theta I}) \ddot{\theta} \right] \tag{3.10}$$

$$M = -\pi\rho B^4 \left[(M_{zR} + iM_{zI}) \frac{\ddot{z}}{B} + (M_{\theta R} + iM_{\theta I}) \ddot{\theta} \right] \tag{3.11}$$

したがって、フラッターの運動方程式は以下の様になる。

$$[M]\{\ddot{q}\} + [C]\{\dot{q}\} + [K]\{q\} = [A_2]\{\ddot{q}\} \tag{3.12}$$

$$[A_2] = -\pi\rho B^3 \begin{bmatrix} L_{zR} + iL_{zI} & L_{\theta R} + iL_{\theta I} \\ (M_{zR} + iM_{zI})B & (M_{\theta R} + iM_{\theta I})B \end{bmatrix}$$

これにより、外力項は無次元風速のみの関数となり、無次元風速上で計算を行えば円振動数の繰り返し計算が不要となる。したがって、無次元風速を仮定して複素固有値解析を行なうことによって、たわみ、ねじれの振動数、減衰、固有振動モードを一度に得ることができる。得られた振動数からたわみ、ねじれ各々に対応する風速が算定される。

(3) 有理関数近似による方法 (RFA 法)

非定常空気力係数を有理関数近似することによって、無次元風速を含まない形で表現する方法である。本研究では、補助変数を導入する方法¹⁴⁾を用いた。これは、本来は無限次数系で表される振動体周辺の気流状態を有限次数系モデルで近似したものであり、振動数に依存しない風速表示の形式での非定常空気力の定式化が可能となる。詳細については補遺 4 に記し、ここでは概要を説明する。

補助変数を n_L 個導入すると、運動方程式 (3.1) の右辺の外力項は次式によって表現される。

$$\begin{aligned} \begin{Bmatrix} L \\ M \end{Bmatrix} &= \begin{bmatrix} \frac{1}{2}\rho U^2 B & 0 \\ 0 & \frac{1}{2}\rho U^2 B^2 \end{bmatrix} \left\{ \left(\frac{B}{U} \right) [A_1] \begin{Bmatrix} \dot{q} \end{Bmatrix} + [A_0] \{q\} + \sum_{l=1}^{n_L} [D_l] \{x_l\} \right\} \\ \left(\frac{B}{U} \right) \begin{Bmatrix} \dot{x}_l \end{Bmatrix} &= -\lambda_l \{x_l\} + [E_l] \{q\} \\ & (l=1, 2, \dots, n_L) \end{aligned} \quad (3.13)$$

A_0 , A_1 は 2×2 , D_l は $2 \times n_L$, E_l は $n_L \times 2$ の実係数行列であり, 非定常空気力試験の計測結果から決定する. 本研究では, これらの係数を未知数として, それらを非線形最適化手法によって非定常空気力の有理関数近似を行なっている. なお, 今回の計算で導入する補助変数は $n_L=2$ とした.

橋桁の状態ベクトル $\{q\}$, $\{\dot{q}\}$ および補助変数ベクトル $\{x_l\}$ を直列に並べた新たな状態変数ベクトルを定義すれば, 1 階の常微分方程式の形式を持つ状態方程式が得られ, 複素固有値解析が実施できる. その時の自由度は $2 \times (2 + n_L)$ であるから本研究では 8 である. 方程式の係数マトリックスは風速のみの関数となるため, 風速を設定すれば固有値解析を行なうだけで各分枝の固有値が一度に得られる. したがって, 加速度表示形式と同様, 繰り返し計算が不要となる. ただし, 非線形最適化手法により有理関数近似を行なうため近似誤差が大きい場合もある^{14), 23)}ことから, 近似誤差は逐次検証する必要がある.

3. 2. 2 Step-by-Step 解析

本解析は, たわみ, ねじれの運動方程式を連成空気力の作用を逐一計算し, 与えられた風速での減衰や振動数を求める方法である⁹⁾. 本研究では Step-by-Step 解析の詳細検討は行なっていないが, 他の解析手法との違いを示すために本解析手法の概要を述べる. 解析の手順は, ねじれ振動 (ねじれ分枝) を例にとると下記の通りである.

- (1) 計算する風速において, 最初にねじれの応答振幅と振動数を与える. 固有振動数をフラッター振動数として仮定する.
- (2) 仮定したフラッター振動数より無次元風速を求め, 非定常空気力係数を与える.
- (3) ねじれ応答より発生する非定常空気力の揚力をたわみの運動方程式に作用させて, たわみ応答を求める.

(4) 得られたたわみ応答より発生する空力モーメントをねじれの運動方程式も作用させて、その風速における減衰、振動数を求める。

(5) 最初に仮定した振動数と(4)で得られた振動数が収束するまで計算を繰り返す。

本解析結果は、複素固有値解析によって得られる結果と良く一致していることが報告されており、複素固有値解析を適用不要であるため簡便な方法と言える。さらに本方法は、各風速における減衰、振動数にそれぞれの非定常空気力係数がどのような貢献をしているかを明らかにすることができるため、フラッター発生機構の解明、フラッターに優れた断面形状の開発に有益なツールであると言える。最近では、フラッター一発現付近の減衰が複素固有値解析と一致しない問題を解決するために、減衰も収束計算させる Step-by-Step II 解析が提案されている²⁴⁾。

3. 2. 3 時刻歴解析

3. 2. 1 の有理関数近似による方法は風速のみの関数となっていることより、時刻歴応答解析が可能となる。詳細は補遺 4 に示した。時刻歴解析の数値計算法には 4 次の Runge-Kutta 法を用いた。時間ステップについては、代表ケースで 0.001 秒と 0.01 秒で実施し、誤差がないことを確認した後に全てのケースで 0.01 秒として計算した。以下、本手法を RFA 法による時刻歴解析と呼ぶ。

3. 3 フラッター解析に関する現状と課題

フラッター解析手法に関する問題は、非定常空気力の定式化手法と解析手法に大別される。非定常空気力の定式化の課題は、調和振動による定式化が一般振動下による定式化とは異なることが課題として挙げられる。すなわち、現在主流である強制振動法による非定常空気力試験法では一般振動下に非定常空気力を計測することは困難であり、調和振動下の空気力で定式化せざるを得ない。しかしながら、橋梁の耐風設計で議論するフラッター発生前後の領域では両者の違いは大きくない。さらに、平板翼に関しては、有理関数近似モデルは調和振動下の非定常空気力モデルから一般振動下の空気力モデルを構築できることが示されている²⁰⁾。調和振動下の非定常空気力で近似したものが、常に任意振動する橋梁箱桁断面に対して適用可能かどうかは明らかではないが、平板翼と類似の非定常空気力特性を持つ箱桁断面であれば大きな問題にな

らないと判断される．一方，解析手法の問題については，複素固有値解析で得られた解の物理的意味が不明瞭であり，重根が得られる場合の解釈が不明であること，RFA法は，自由振動時の振動数，空力減衰という物理的意味を持つことがフラッター解析によって岩本ら²⁰⁾によって示されているものの，風洞実験による挙動比較は実施されていない．さらに，振動数が近接した場合にたわみ分枝とねじれ分枝との間にスイッチングが生じることが松本らによって示されている^{25)・26)}が，このような応答変化が生じる現象を検討する場合には時間領域の解析が可能である有理関数近似法の適用が期待できるが，その有用性は必ずしも明らかではない．

そこで，本研究では，有限次数近似モデル（RFA法）による時刻歴解析の有用性について基本的な検討を行なった．すなわち，複素固有値解析手法，バネ支持試験と比較することにより，本解析手法が他の手法と比べて優位となる適用先を検討した．また，複素固有値解析で得られる固有値の物理的意味についてもバネ支持試験と比較しながら考察を加えた．

3. 4 検討方法

3. 4. 1 検討対象

検討対象には翼断面 NACA0012 を選定した．選定の理由は，扁平一箱桁断面と類似の非定常空気力特性を有すること，非定常空気力係数の理論値が得られており，たわみ振動とねじれ振動との空気力の重ね合わせが成立すること，振幅依存性は小さいことが明らかになっていることなど，減衰自由振動の過渡応答を議論する上での主な解析上の仮定が成立することによる．

3. 4. 2 検討条件

バネ支持試験は，質量，極慣性モーメントをほぼ同じで振動数比を 1.62, 1.05, 1.02 と 3 パターン変化させた場合を実施した．試験条件を表－3.4.1 に示す．Set A, Set B では連成フラッターが生じ，Set C ではフラッターが生じない振動数比である．空気密度に関しては，試験時期により異なっている．なお，重心は 1/2 弦長点とした．

バネ支持試験では，たわみ加振，ねじれ加振により加振後の自由振動波形を取得し，必要に応じてその振動数と対数減衰率を算定した．算定する時の振幅は，たわみは桁幅の 1% ($z/B=0.01$)，ねじれは 1deg.とし，加振振幅はそれぞれ桁幅の 5%，5deg.

程度まで発達するように加振力を与えた。バネ支持試験方法の詳細は補遺 5 に示した。フラッター解析では、それぞれの複素固有値解析手法によって風速－振動数、風速－対風減衰率を算出した。また、RFA 法による時刻歴解析を実施し、たわみ加振、ねじれ加振後の自由振動波形を算出した。振動波形の算出は、強制変位後の自由振動波形を算出した場合と加振力を適宜与えた後に自由振動波形を算出した場合の 2 通り行なっている。RFA 法による時刻歴解析の加振振動数は、事前に計算した各分枝の振動数と一致するようにあわせ、振幅がそれぞれ弦長の 5%、5deg.程度まで発達するように加振力を適宜与えて実施した。加振時間は 5 秒または 10 秒とし、その後自由振動に移行させた。したがって、自由振動前の加振状態ではバネ支持試験の様に一定振幅で振動していないことを付記する。なお、試験結果、解析結果において、無風時のたわみ、ねじれの 2 自由度の振動系に対応する送風時の振動系を、たわみ分枝、ねじれ分枝という語句が用いられるが、分枝の明確な定義は難しい。本研究では、便宜上、試験、時刻歴解析ではねじれ加振による応答をねじれ分枝、たわみ加振による応答をたわみ分枝と呼び、複素固有値解析では高い振動数の分枝をねじれ分枝、低い振動数の分枝をたわみ分枝と呼ぶこととする。ねじれ分枝はねじれ振動が起因する振動系、たわみ分枝はたわみ振動に起因する振動系として考えている。

表－3.4.1 バネ支持試験条件

試験条件	Set A	Set B	Set C
質量 (kg/model)	12.955	12.622	12.878
極慣性)(kgm ² /model)	0.417	0.379	0.401
たわみ振動数(Hz)	1.406	2.439	2.398
ねじれ振動数(Hz)	2.280	2.555	2.453
振動数比	1.62	1.05	1.02
構造減衰	0.02	0.02	0.02
空気密度(kg/m ³)	1.18	1.22	1.16

(備考) 模型幅:0.4m, 模型長:1.59m

3. 5 検討結果と考察

3. 5. 1 複素固有値解析との比較

Set A における風速－振動数、風速－対数減衰率の関係を図－3.5.1 に示す。これより、風洞試験結果と複素固有値解析結果と比較すると風速 6m/s までは両者は比較的良く一致しているが、風速 10m/s 周辺はバネ支持試験結果のねじれ加振の対数減衰率が大きく、対数減衰率が正から負に転じる風速、すなわちフラッター発現風速が約

0.5m/s 高くなっていることがわかる。風速 10m/s 付近のねじれ加振波形の対数減衰率が大きくなっているのは、たわみ加振の減衰が大きく調和振動中で評価した非定常空気力係数の影響とも考えられる。フラッター発現風速の差異については、翼断面の非定常空気力係数計測値は第 2 章で示した通り平板翼理論値とほぼ一致していることから、その他の理由が考えられる。例えば、非定常空気力試験では風洞模型を加振機に強制的に固定させるため、全長 1.59m の風洞模型に多少の反りがあったとしても固定時に矯正されるが、バネ支持試験では反りを矯正できないため計測の差異が生じる原因となり得る。また、ベンチマーク試験として各研究機関で実施された同一条件における翼模型のバネ支持試験結果でフラッター発現風速に大きな差は見られなかったと報告⁶⁾があるものの、約 13m/s のフラッター発現風速に対して約 0.5m/s の違いが認められる。さらに、一様流中では NACA0012 の非定常空気力係数は若干理論値と乖離が見られたという計測結果²⁷⁾もあり、非定常空気力試験計測自体に測定誤差があった可能性も考えられる。本問題は試験の測定精度を議論する上で重要であるが、測定誤差は約 4% と非常に大きくないことから、ここでは議論しない。

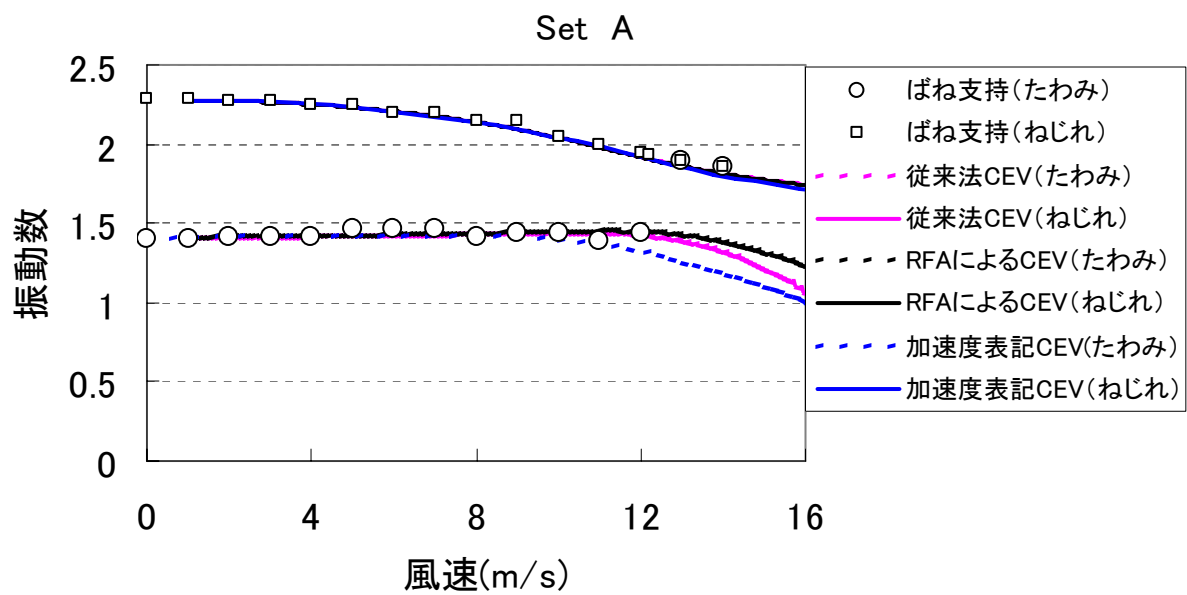
複素固有値解析の各手法を比較すると、どれも減衰がゼロとなる風速は同じであることがわかる。RFA 法は従来法（振動数繰返し法）とは風速全域にわたってほぼ同じ解となっているが、フラッター発現風速以降の低い方の振動数で唯一違いが見られ、RFA 法の方がやや高い数値を示している。加速度表記法は、低い方の振動数が風速 10m/s 付近から小さくなっており、それに応じて対数減衰率も他の手法と異なっている。対数減衰率が大きい分枝では風速 10m/s 以降で他の手法よりも小さく、対数減衰率が小さい分枝では風速 10m/s 付近でやや小さく、対数減衰率が負に転じた後も絶対値は小さい。バネ支持試験ではフラッター発現風速近傍からたわみとねじれの連成振動が生じるため、たわみ加振とねじれ加振の違いが見られず、一つの振動系が観察される。

また、Set B における結果を図-3.5.2 に示す。これより、各解析手法ともに対数減衰率は概ね一致していることがわかる。対数減衰率の大きい分枝では、対数減衰率の小さい分枝の違いが見えるように縦軸を調整したために風速 6m/s の結果までしか示されていないが、風速 8m/s 以上では後述する Set C と同様の違いが生じていることを付記しておく。振動数については、風速 16m/s 以上の低い振動数の分枝では、従来法に比べて RFA 法がやや高くなっている。従来法では風速 19m/s で振動数がゼロと

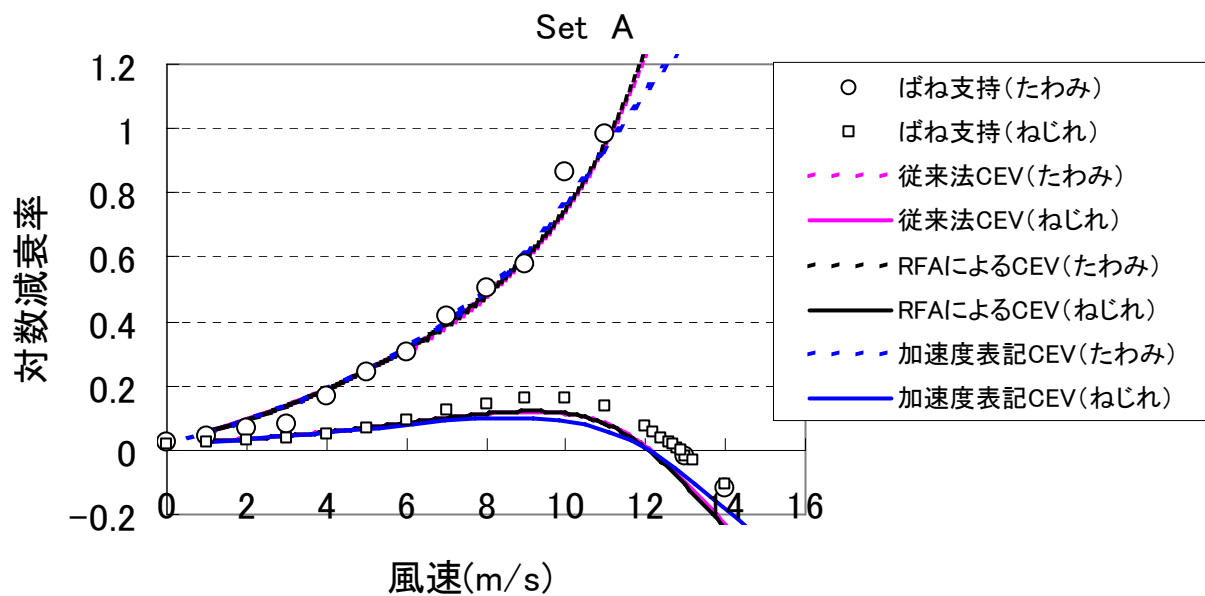
なり、重根解を持つ。バネ支持試験では、風速 6m/s 以上ではねじれ加振を行なうとたわみ振動も励起されるため、たわみ加振とねじれ加振の違いは見られず、一つの振動系が観察される。

Set C における結果を図-3.5.3 に示す。バネ支持試験では振動数が近接しているためにうなりが生じ、厳密な対数減衰率の算定は困難であったため、試験結果は参考にとどめ、主に解析手法の違いを比較する。また、振動波形の考察は次節で行なう。Set C では、RFA 法と振動数繰り返し法、加速度表記法ともに、ねじれ分枝の対数減衰率は同じ値を示していることがわかる。一方、たわみ分枝の対数減衰率については風速 8m/s 以上から加速度表記法の数値が小さくなり、風速 12m/s 以上では従来法、RFA 法とは全く異なっていることがわかる。従来法、RFA 法に関しては、対数減衰率が 0.8 を超える領域で若干異なっているものの、概ね同じ値であることがわかる。振動数については、風速 16m/s までは各解析法とも同じ値を示しているが、風速 16m/s 以上の振動数の低い分枝で異なる。すなわち、RFA 法は従来法に比べてやや高い値をとり、加速度表記法は両者の中間の値となる。また、従来法では風速 19m/s で振動数がゼロとなり、重根解を持つ。

以上より、減衰特性については RFA 法は従来法とほぼ同じ値を示すこと、加速度表記法はフラッター発現前後で従来法とは異なる傾向を示し、大きい対数減衰率の分枝でその違いは大きくなることがわかった。振動数特性は、フラッター発生直後において違いが見られること、風速 16m/s 以上の風速域で低い振動数の分枝が低下し、各解析手法によって異なる解となる。この違いは次節で検討する。

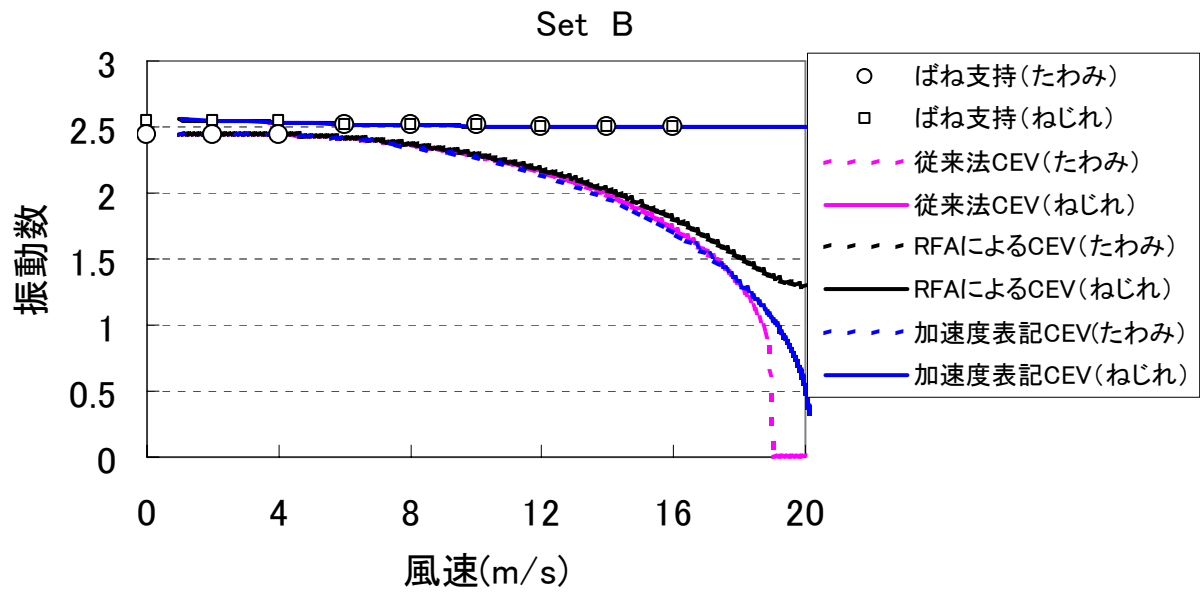


(a) 風速－振動数

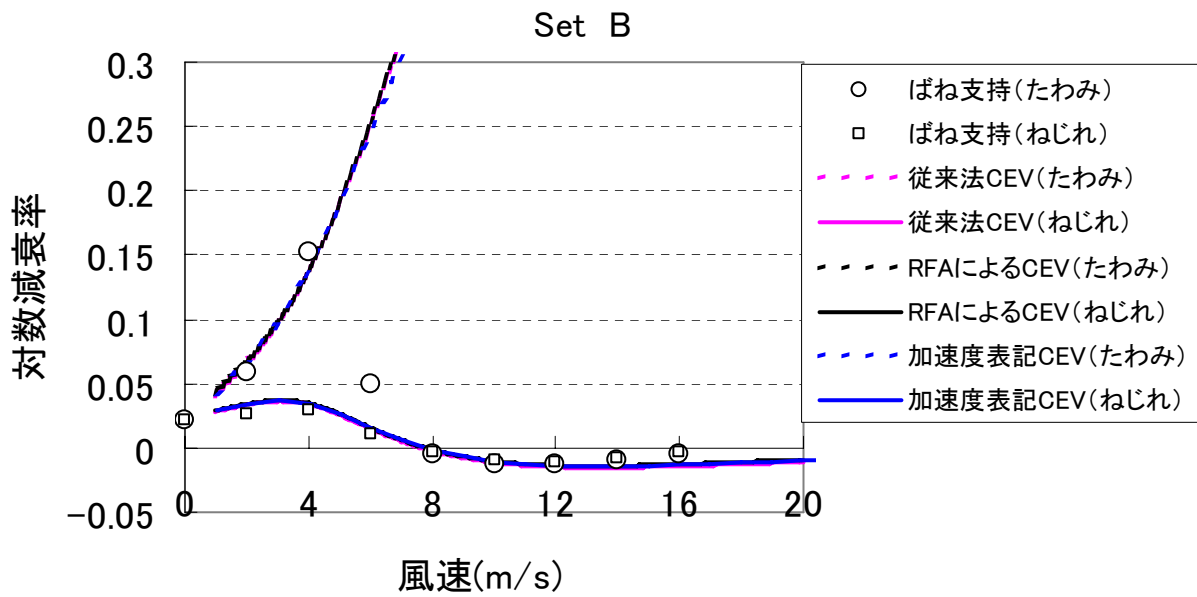


(b) 風速－対数減衰率

図－3.5.1 複素固有値解析結果の比較 (Set A)

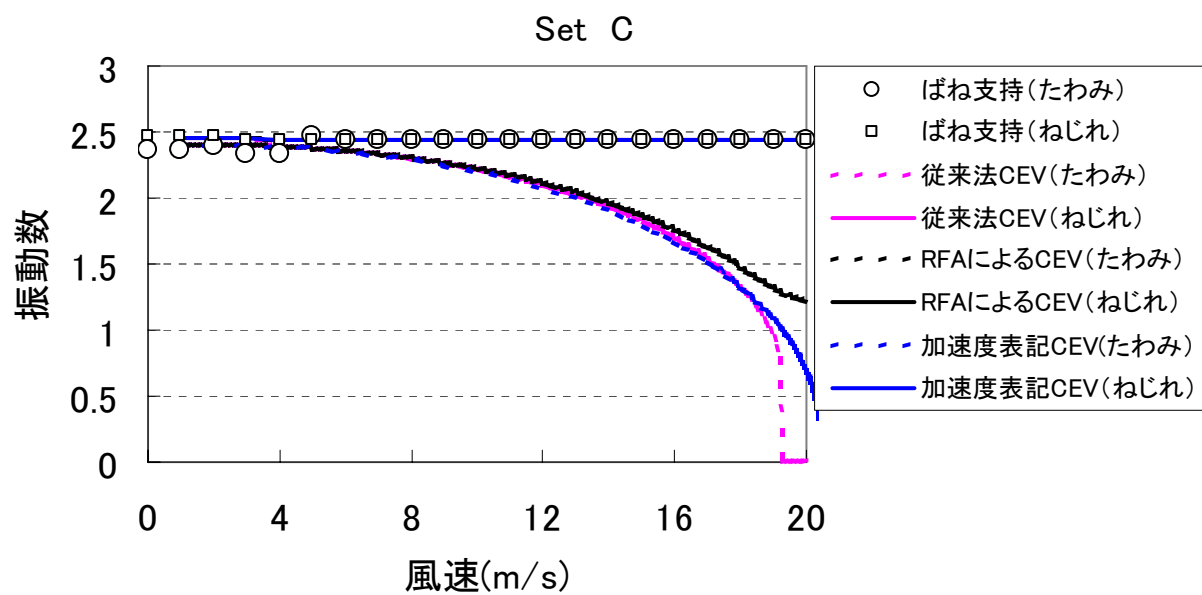


(a) 風速－振動数

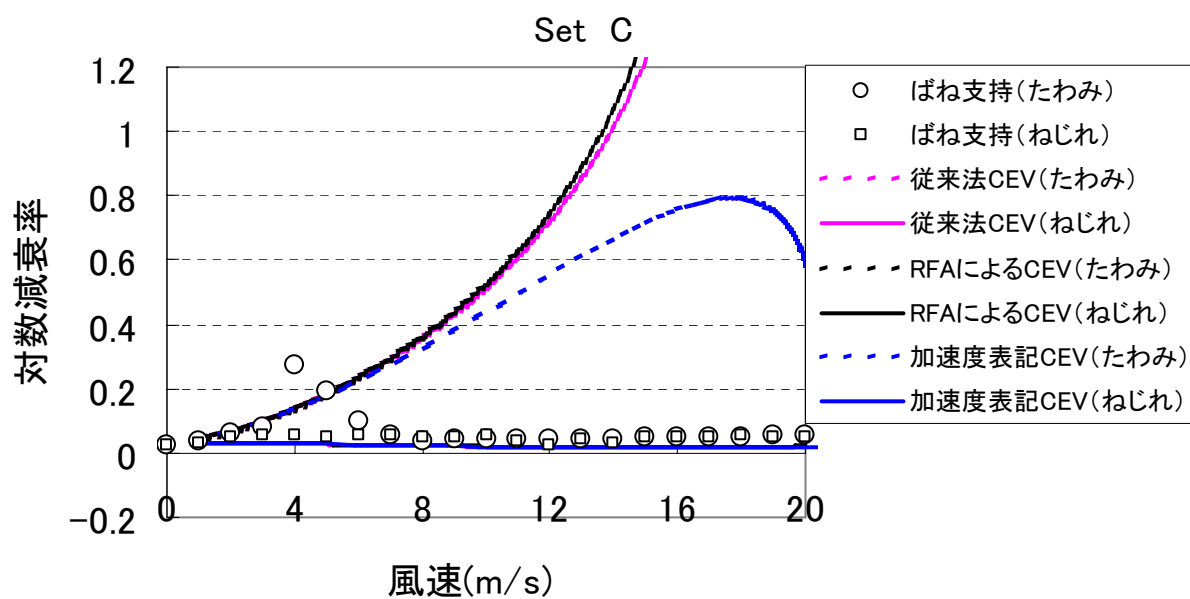


(b) 風速－対数減衰率

図－3.5.2 複素固有値解析結果の比較 (Set B)



(a) 風速－振動数



(b) 風速－対数減衰率

図－3.5.3 複素固有値解析結果の比較 (Set C)

3. 5. 2 加振・減衰時の自由振動波形

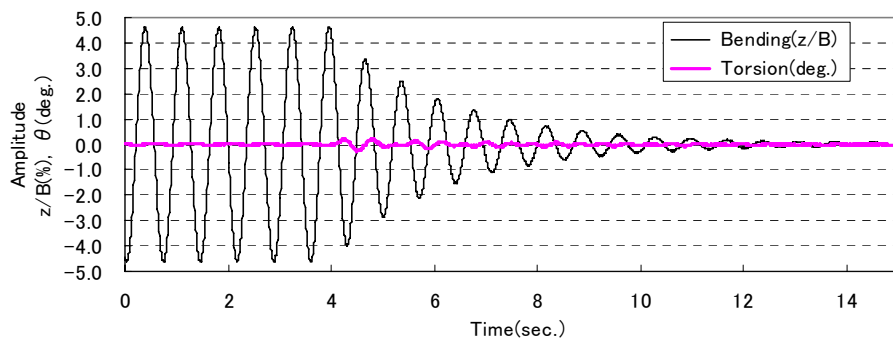
Set A の加振・減衰時の自由振動波形として、Set A の風速 6m/s、風速 10m/s を選定し、RFA 法の時刻歴波形と比較した。風速 6m/s の結果を図-3.5.4、風速 10m/s の結果を図-3.5.5 に示し、各図の(1)はたわみ加振、(2)はねじれ加振時の自由振動波形を示した。振動数、対数減衰率は前項で述べており、ここでは加振時、自由振動移行時の振動性状について述べる。たわみ加振の場合には減衰時の自由振動波形はほぼ同じ傾向を示していることがわかる。対数減衰率は前項に示した通り良好な一致が見られており、ねじれ振幅がほとんど出ていないため、振幅比、位相差については比較できない。風速 10m/s におけるたわみ加振中の波形の変化を見ると（図-3.5.5(1)）、風洞試験ではねじれ振幅が 4.5deg.の時にたわみ振幅は桁幅の約 0.2%であるのに対し、解析では約 0.5%とたわみ振幅は時刻歴解析の方がやや大きいことがわかる。ねじれ加振については、風速 6m/s（図-3.5.4）の時刻歴解析では、ねじれの加振直後（5 秒後）からのたわみ加振波形が、その後の 4 秒間たわみ振動数とねじれ振動数が交じった波形となっていることがわかる。これは、時刻歴解析のねじれ加振をバネ支持試験と同じく模型両端に強制外力を 180° の位相で与えることによって行なっているため、ねじれ加振時にはたわみ加振成分も入れた形となる影響と考えられる。また、風速 10m/s（図-3.5.5）の場合にねじれ加振時の自由振動波形にはうなりが見られていないが、これはたわみ加振成分の対数減衰率が大きいことによると判断される。ねじれ分枝の振幅比と位相差をバネ支持試験と複素固有値解析手法の従来法、RFA 法、加速度表記法を比較して図-3.5.6 に示す。これより、フラッターが発現するまでの風速 12m/s まではバネ支持試験結果と RFA 法、従来法（振動数繰返し法）、加速度表記法は大きな違いは見られないことがわかる。加速度表記法では、位相差が風速 6m/s 以上で、振幅比は風速 12m/s 以上で RFA 法、従来法と差が生じているが、これは前項の対数減衰率の場合と同様である。以上より、フラッターが発現するまでの振幅、位相差はどの複素固有値解析手法でも概ね一致していること、RFA 法の時刻歴解析によるたわみ加振、ねじれ加振、および自由振動波形は、多少の振幅比の違いは見られるものの、バネ支持試験と一致していると判断される。

また、複素固有値解析の各解析法で違いのあった Set C の風速 19m/s について、バネ支持試験と RFA 法による時刻歴解析から考察した。すなわち、加振周波数を 0.6Hz、1.2Hz、1.8Hz、2.4Hz と変化させてたわみ振動、ねじれ振動の加振・減衰波形を取得

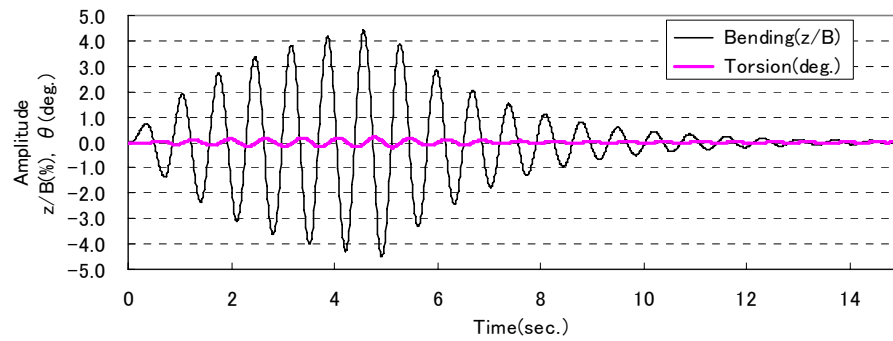
し、加振振動数が応答に及ぼす影響を検討した。加振・自由振動波形を図－3.5.7(1)～(4)に示す。また、本試験結果に対応する RFA 法による時刻歴解析結果を図－3.5.8(1)～(4)に示す。まず、試験結果、解析結果の強制加振後の自由振動波形は、どの加振振動数においても同じ振動波形になっていることがわかる。自由振動の特性は前項で示した振動数、対数減衰率（図－3.5.3）に対応しているが、振動波形からもわかるように、対数減衰率は時刻歴解析がやや小さい値をとっている。また、振幅比、位相差については、自由振動波形を比較すればわかる通り試験結果と解析結果は比較的良く一致している。次に強制加振中の波形に着目すると、試験結果、解析結果ともに、加振振動数 2.4Hz ではたわみ加振、ねじれ加振によらず、たわみ振幅が卓越した波形であることがわかる。加振中の振動波形において、たわみ加振とねじれ加振のたわみとねじれの振幅比が異なっているのは、連成空気力により励起される振幅の影響と判断される。また、試験結果では 0.6Hz, 1.2Hz, 1.8Hz のたわみ加振が正の方向に偏った強制加振波形になっている。これは、加振器と風洞模型はワイヤとバネを介して接続されており、たわみ振動の振動数が共振点から外れているために大きな加振力が必要であったが、バネが弱く模型に下向きの変形が与えられずに周期的にバネの復元力だけで上向きに加振力を与えた状態になっていると考えられる。このことは、たわみ加振状態では自由振動時の振動数である約 2.4Hz の振動成分が観測されていないこと、解析結果のたわみ加振波形との違いが現れていることから説明がつく。さらに、風洞試験におけるたわみ加振からの自由振動に移行する時の波形の乱れも加振器との接続方法の影響と判断される。一方、ねじれ加振においてはどの加振周波数でも良好な加振波形が得られており、時刻歴解析においてもこの現象を再現できていることがわかる。時刻歴解析では加振波形が加振後 1～2 波で一定に達していることからこの系の減衰が大きいことがわかる。またこの振動系はねじれ振動に起因する系であることから、ねじれ分枝と考えられる。加振状態から自由振動波形に移行する時のねじれ応答は、0.6, 1.2, 1.8Hz の加振振動数において過減衰の様な波形となり、その後自由振動波形に移行しているが、過減衰の様な波形が見られる現象もこの振動系がねじれ分枝であり大きな減衰を有していることで説明がつく。一方、加振振動数 2.4Hz では過減衰の様な波形は見られない。これは、加振振動数 2.4Hz の加振時、自由振動時の振幅比、位相差が同じであること、加振周波数がもう一方の分枝（たわみ加振による系なのでたわみ分枝と判断される）の振動数に近く、その対数減衰率が小さいこと

から、加振時に既にたわみ分枝と判断される振動成分が既に生起していると考えられる。ねじれ分枝と考えられる振動系の加振波形時の振幅比 ($z/B/\theta$)、位相差については、厳密に見ると異なっていると判断される。たわみ分枝と判断される振動数とは離れた振動数 1.2Hz に着目して、ねじれ加振の拡大図を図-3.5.9 に示す。風洞試験の波形のピークがつぶれており明確には見えないものの、振幅比 ($z/B/\theta$) に関しては概ね 1.4 であるが、位相差に関しては時刻歴解析ではねじれの位相がやや遅れており、風洞試験では逆にねじれの位相がやや進んでいる。この違いは現段階では説明できず、今後の課題である。

以上より、複素固有値解析で得られる風速の高い領域における低い振動数は、バネ支持試験結果と時刻歴解析結果より、大きい減衰を有するねじれ分枝の振動系であると判断される。したがって、複素固有値解析としての解は従来法で重根が得られているなどの解の差異は、調和振動の仮定を前提とした定式化の違いによるものと考えて問題ないと判断される。また、バネ支持試験と RFA 法による時刻歴解析を比較すると、定量的な数値には違いはあるものの、強制加振から自由振動に移行する振動状態は類似しており、加振振動数を変化させても自由振動応答は大きく変わることはなかった。したがって、2 自由度系のバネ支持試験で応答の変化を検討する場合には、減衰の大きな箇所における解析上の違いは大きな影響を与えないと判断される。また、RFA 法の時刻歴解析は、加振条件によって減衰、振幅比が変わるバネ支持試験の特性を概ね表現できていることから、過渡応答に対して有効であり、分枝の見極めを行なう時にも有効であると判断される。



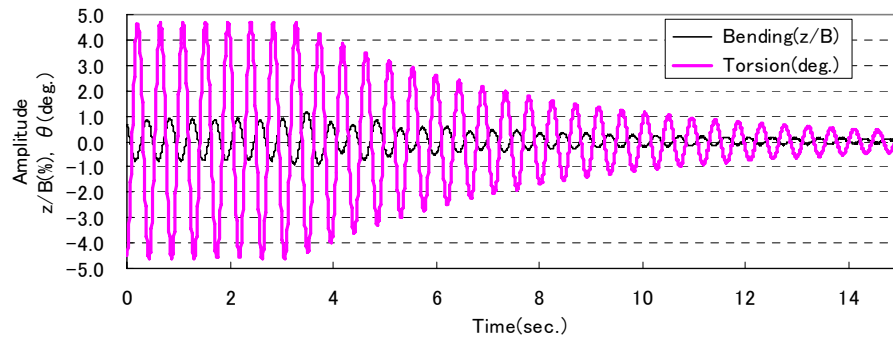
(a) 風洞試験結果



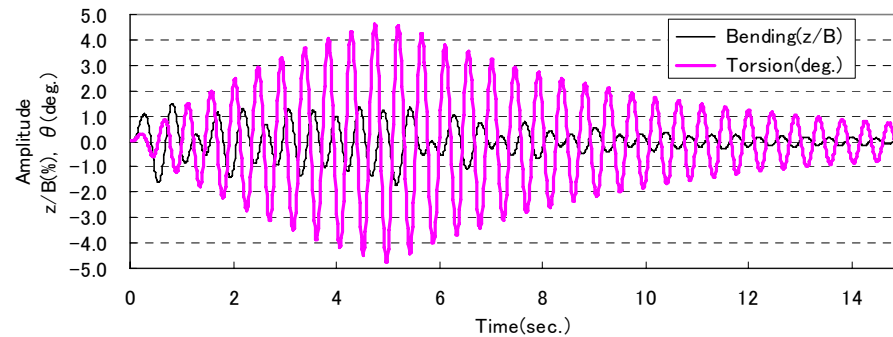
(備考) 5秒加振後の自由振動波形

(b) 時刻歴解析結果

図－3.5.4(1) 自由振動波形の比較 (SetA たわみ加振 風速：6m/s)



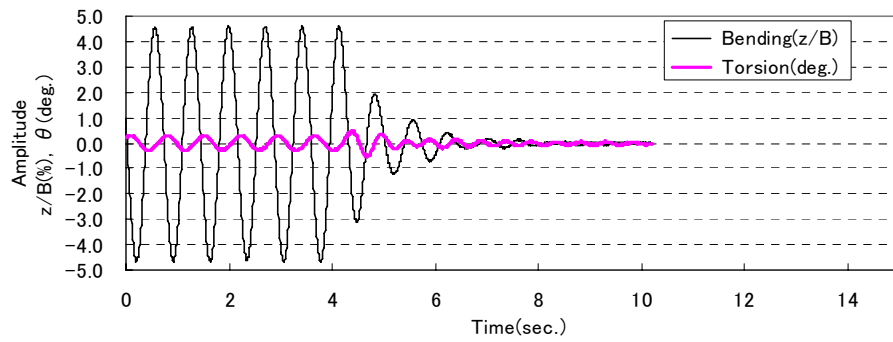
(a) 風洞試験結果



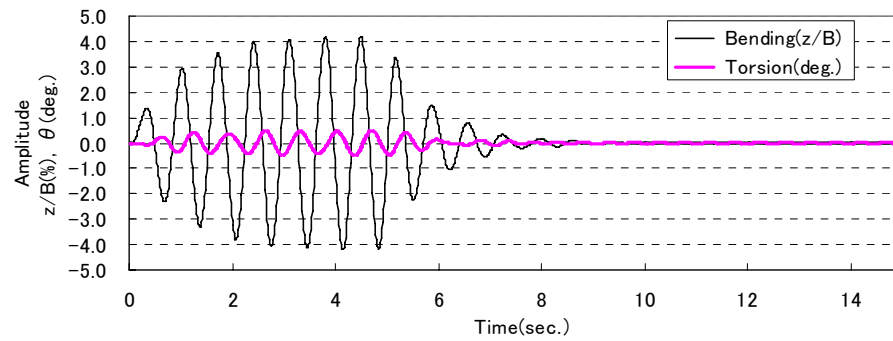
(備考) 5秒加振後の自由振動波形

(b) 時刻歴解析結果

図－3.5.4(2) 自由振動波形の比較 (SetA ねじれ加振 風速：6m/s)



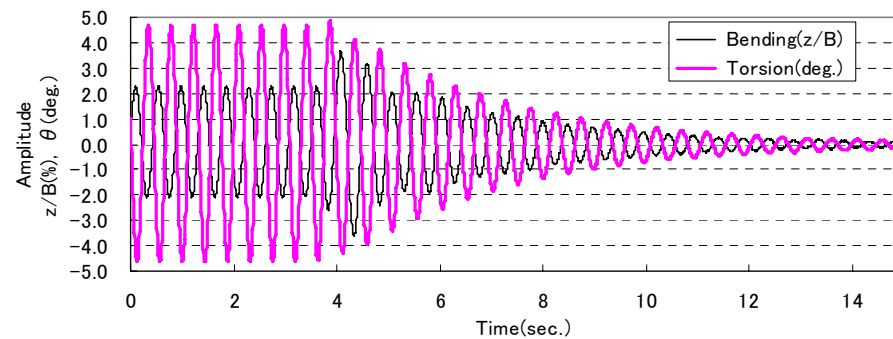
(a) 風洞試験結果



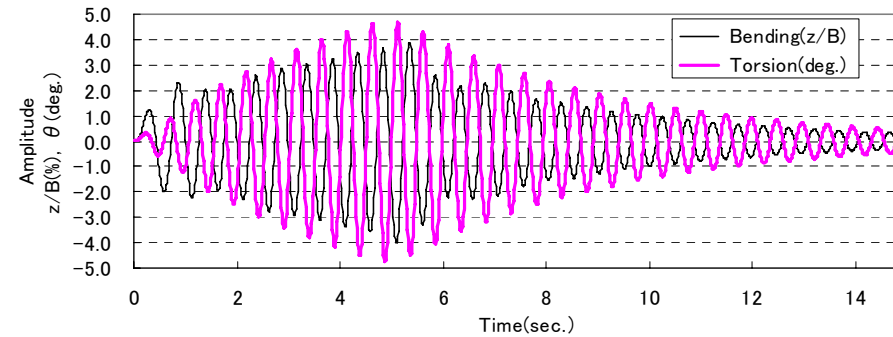
(備考) 5秒加振後の自由振動波形

(b) 時刻歴解析結果

図－3.5.5(1) 自由振動波形の比較 (SetA たわみ加振 風速：10m/s)



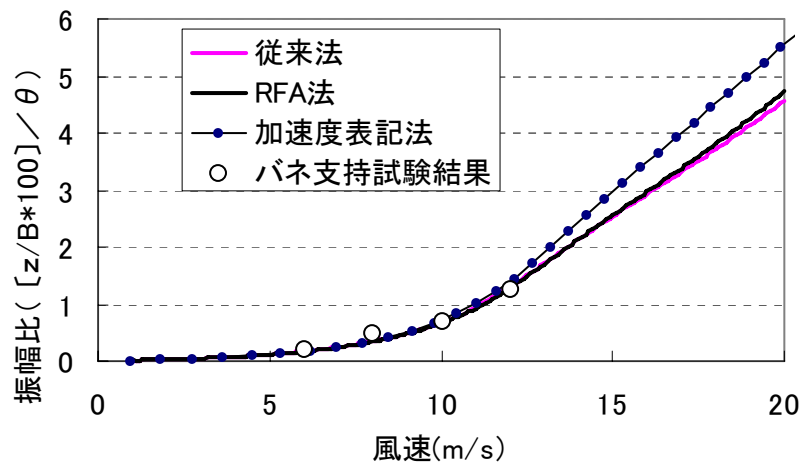
(a) 風洞試験結果



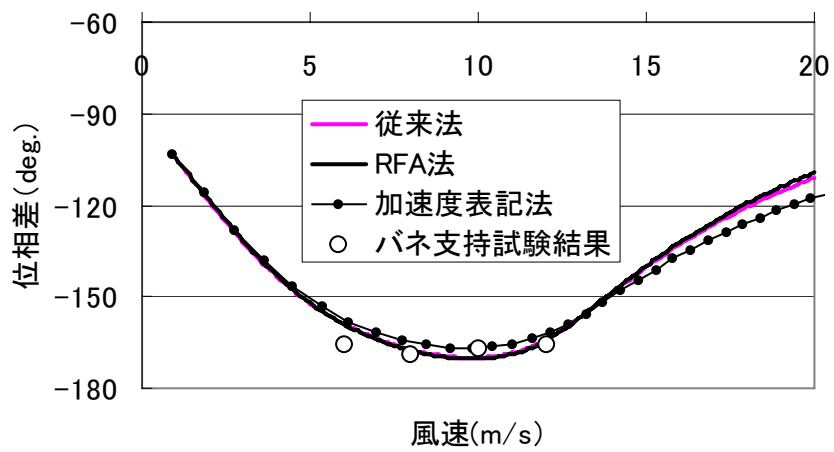
(備考) 5秒加振後の自由振動波形

(b) 時刻歴解析結果

図－3.5.5(2) 自由振動波形の比較 (SetA ねじれ加振 風速：10m/s)

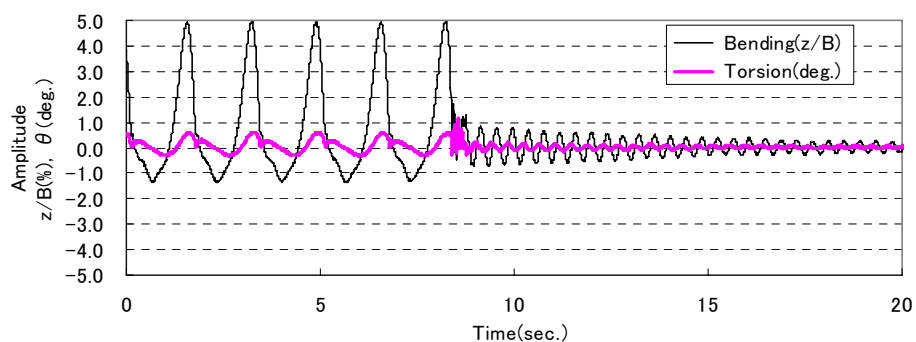


(a) 振幅比(たわみ／ねじれ)

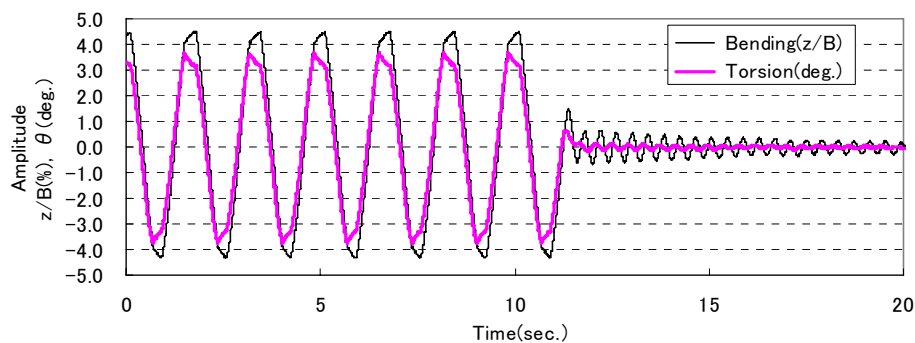


(b) 位相差(ねじれに対するたわみの位相差)

図－3.5.6 ねじれ分枝の振幅比と位相差 (Set A)

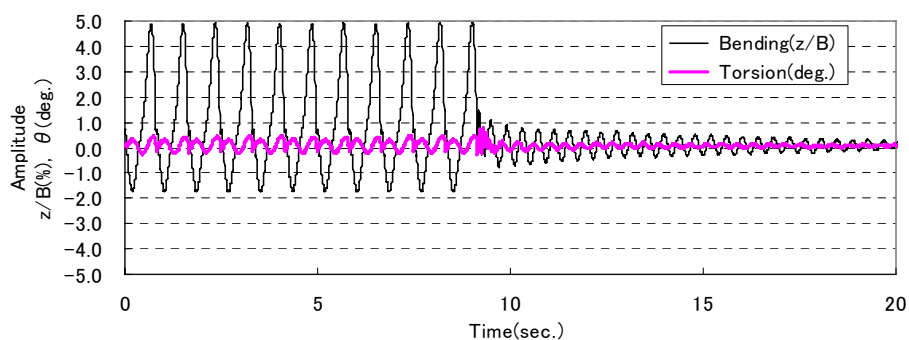


(a) たわみ加振0.6Hz(風洞試験)

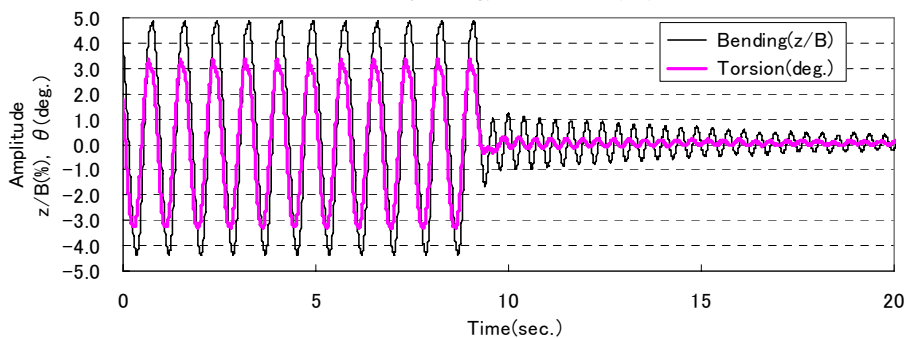


(b) ねじれ加振0.6Hz(風洞試験)

図－3.5.7(1) Set C の風速 19m/s における加振・自由振動波形 (加振周波数 0.6Hz)

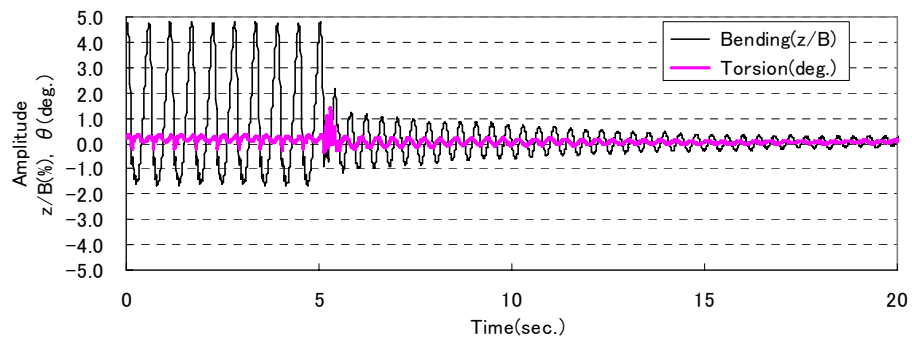


(a) たわみ加振1.2Hz(風洞試験)

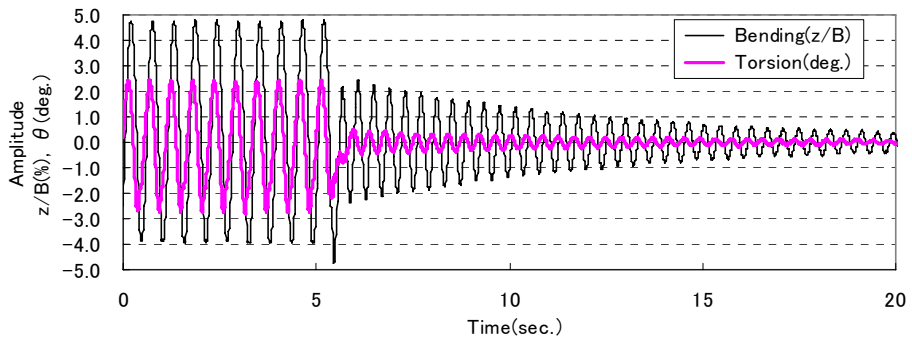


(b) ねじれ加振1.2Hz(風洞試験)

図－3.5.7(2) Set C の風速 19m/s における加振・自由振動波形 (加振周波数 1.2Hz)

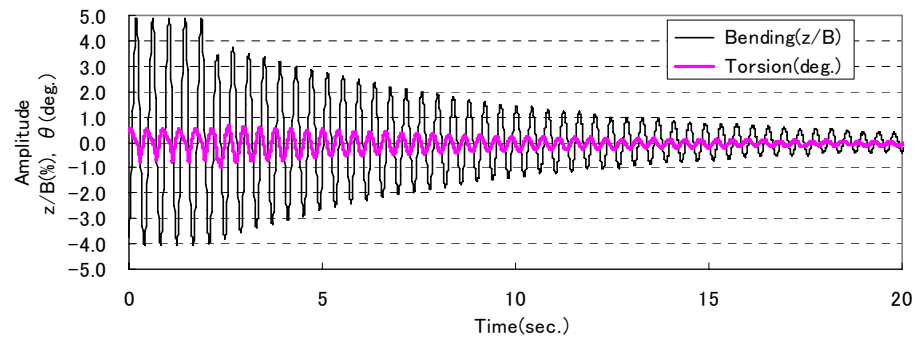


(a) たわみ加振1.8Hz(風洞試験)

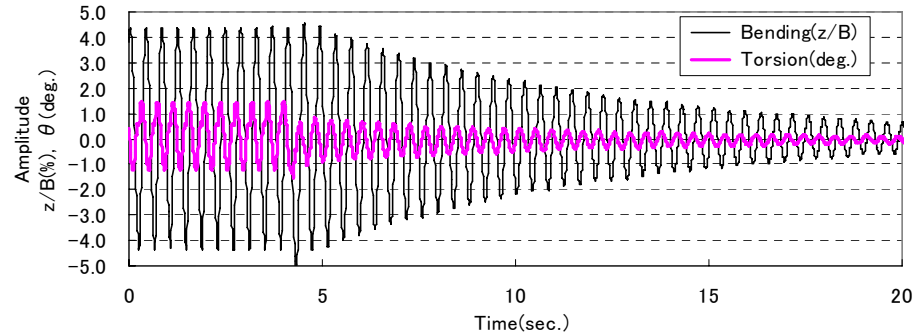


(b) ねじれ加振1.8Hz(風洞試験)

図－3.5.7(3) Set C の風速 19m/s における加振・自由振動波形 (加振周波数 1.8Hz)

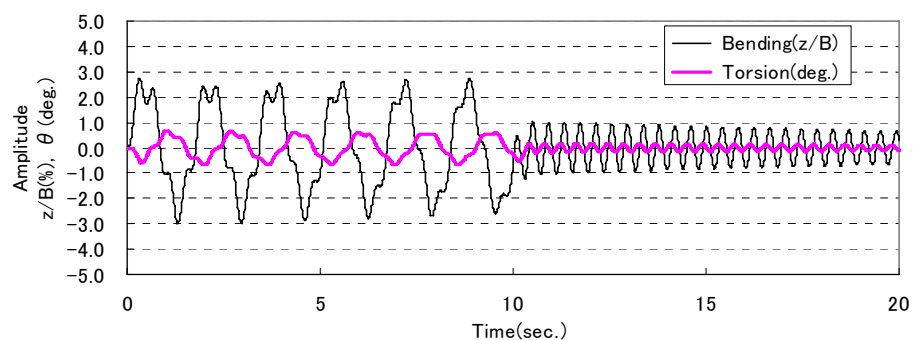


(a) たわみ加振2.4Hz(風洞試験)

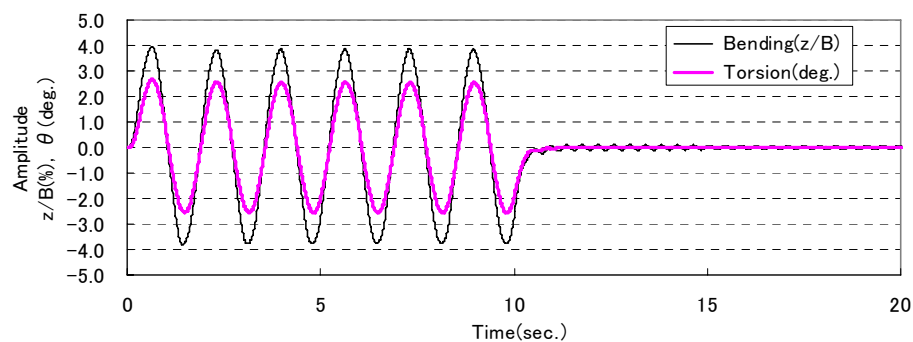


(b) ねじれ加振2.4Hz(風洞試験)

図－3.5.7(4) Set C の風速 19m/s における加振・自由振動波形 (加振周波数 2.4Hz)

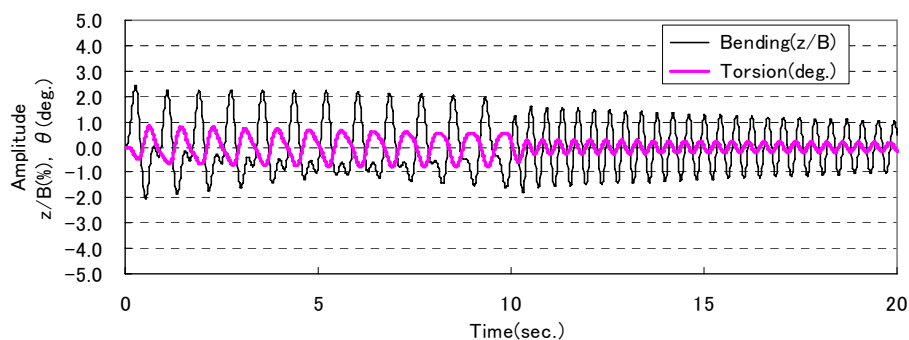


(a) たわみ加振0.6Hz(時刻歴解析)

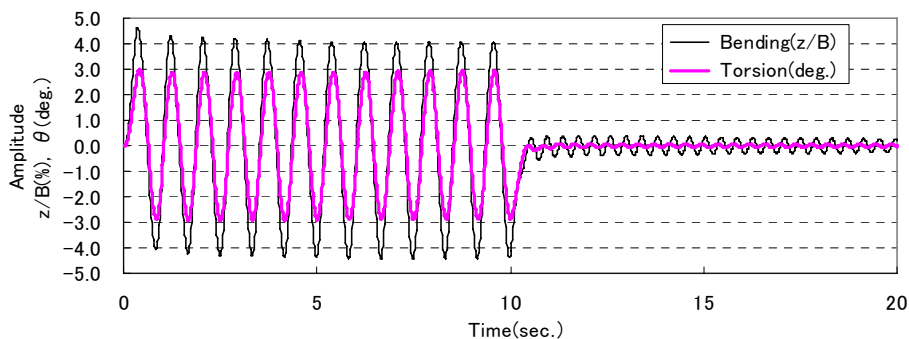


(b) ねじれ加振0.6Hz(時刻歴解析)

図－3.5.8(1) Set C の風速 19m/s における時刻歴解析結果 (加振周波数 0.6Hz)

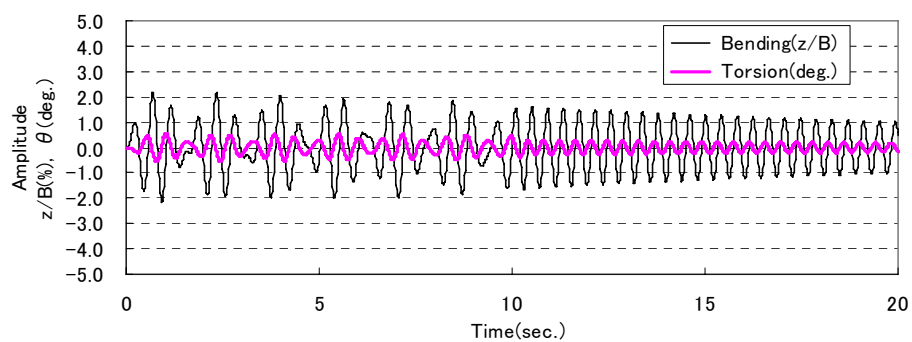


(a) たわみ加振1.2Hz(時刻歴解析)

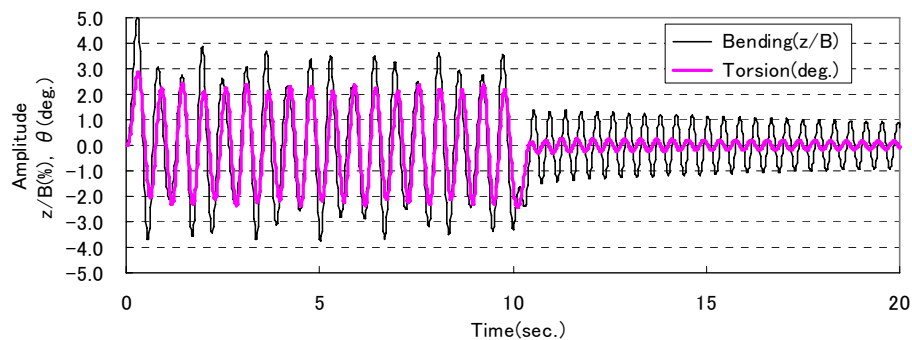


(b) ねじれ加振1.2Hz(時刻歴解析)

図－3.5.8(2) Set C の風速 19m/s における時刻歴解析結果 (加振周波数 1.2Hz)

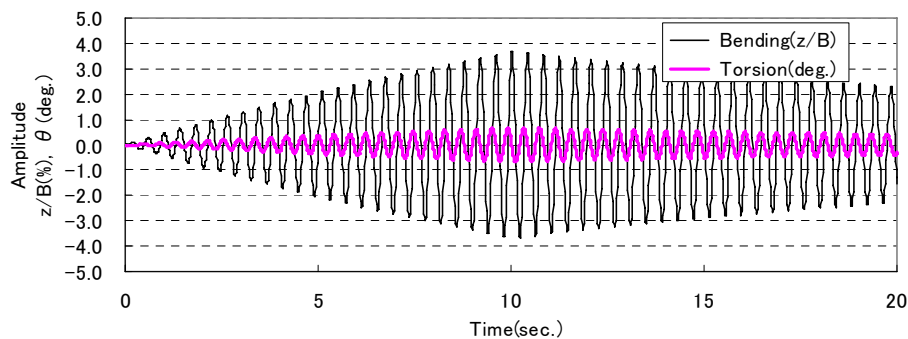


(a) たわみ加振1.8Hz(時刻歴解析)

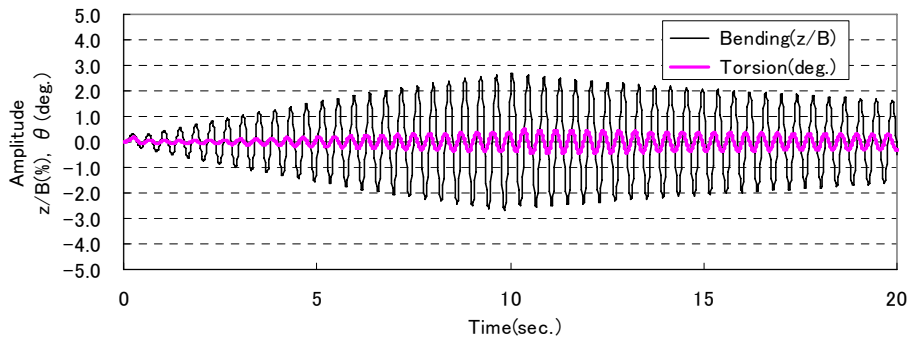


(b) ねじれ加振1.8Hz(時刻歴解析)

図－3.5.8(3) Set C の風速 19m/s における時刻歴解析結果（加振周波数 1.8Hz）

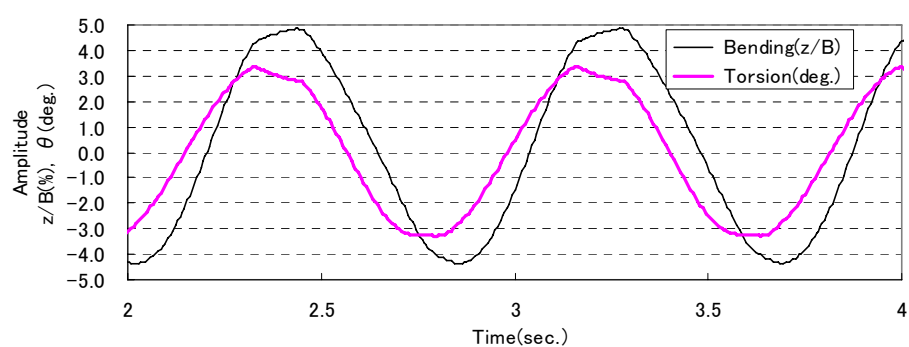


(a) たわみ加振2.4Hz(時刻歴解析)

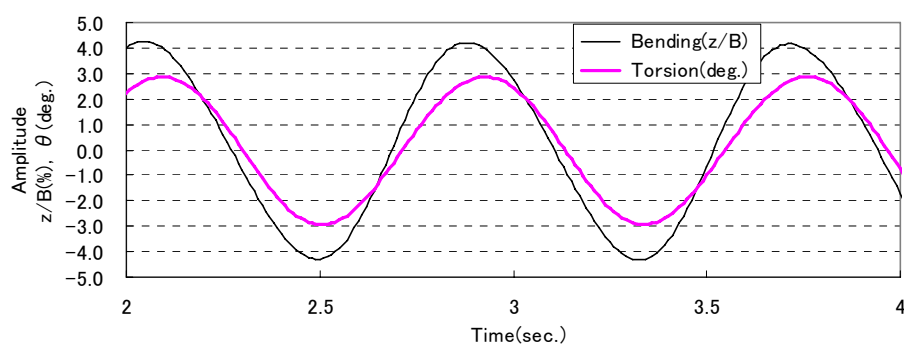


(b) ねじれ加振2.4Hz(時刻歴解析)

図－3.5.8(4) Set C の風速 19m/s における時刻歴解析結果（加振周波数 2.4Hz）



(a) 風洞試験結果



(b) 時刻歴解析結果

図－3.5.9 ねじれ加振時の振動波形の拡大図

(Set C : 風速 19m/s, 振動数 1.2Hz)

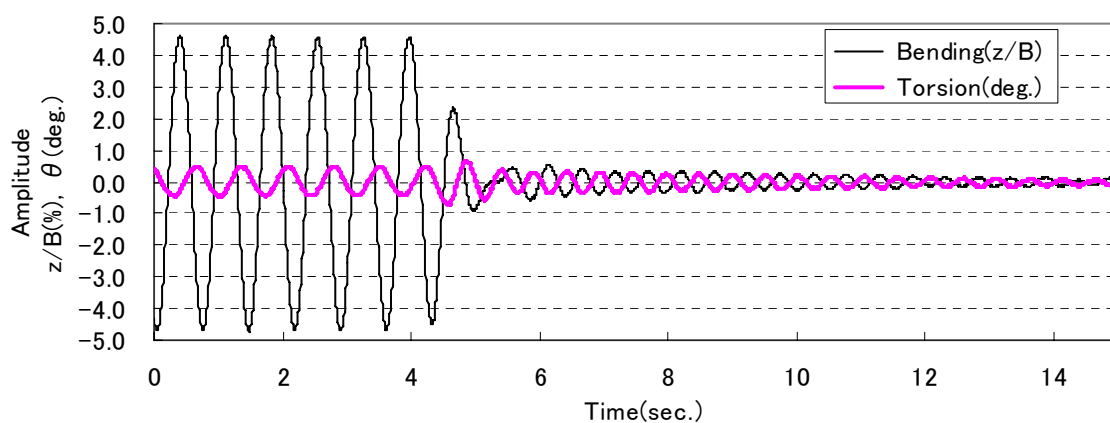
3. 5. 3 分枝のスイッチング

Set A において、フラッターが発現する直前の風速 12m/s におけるたわみ加振時の自由減衰振動の時刻歴波形を、バネ支持試験と RFA 法の時刻歴解析を比較して図-3.5.10(1)(2)に示す。時刻歴解析は強制加振させた後に自由振動させた方法（以下、強制加振ケース）と強制変位を与えて自由振動させた方法（以下、強制変位ケース）を実施した。これより、たわみ加振後の減衰自由振動では振幅は急激に減衰するが、その過程でねじれ振動が励起され、たわみ振動が減衰された後にねじれ分枝の振動数で自由振動をしていることより、分枝のスイッチングが行われていることがわかる。時刻歴解析の強制加振ケース、強制変位ケースをみても、応答振幅は異なっているものの、分枝のスイッチングが再現できていることがわかる。ねじれ加振の場合（同図(2)）には、風洞試験結果ではねじれ加振状態でもたわみ振動が生じているが、自由振動に移行すると急激に図-3.5.6 で示したねじれ分枝の振幅比に変化し、その後定常解として得られる振幅比、位相差を持つ自由振動波形となる。また、時刻歴解析については、強制加振ケース、強制変位ケースで同じ振幅比、位相差の自由振動波形が得られるのは当然であるが、自由振動移行直後の振動は強制変位ケースの方が風洞試験結果に近い。すなわち、自由振動に移行した直後は、ねじれ応答は減少、たわみ応答が増加するが、その後は数波で定常解として得られる振動特性の自由減衰波形となる。これは、強制加振ケースの加振状態は定常解に近い応答であるが、風洞試験結果と強制変位ケースの加振状態は定常解とは異なる振幅比で加振されており、ねじれ応答がたわみ応答よりも大きく、自由振動に移行した直後に定常解に移行することにより生じていると判断される。本ケースの分枝のスイッチングは RFA 法の時刻歴解析によって比較的良く表現できていると判断される。

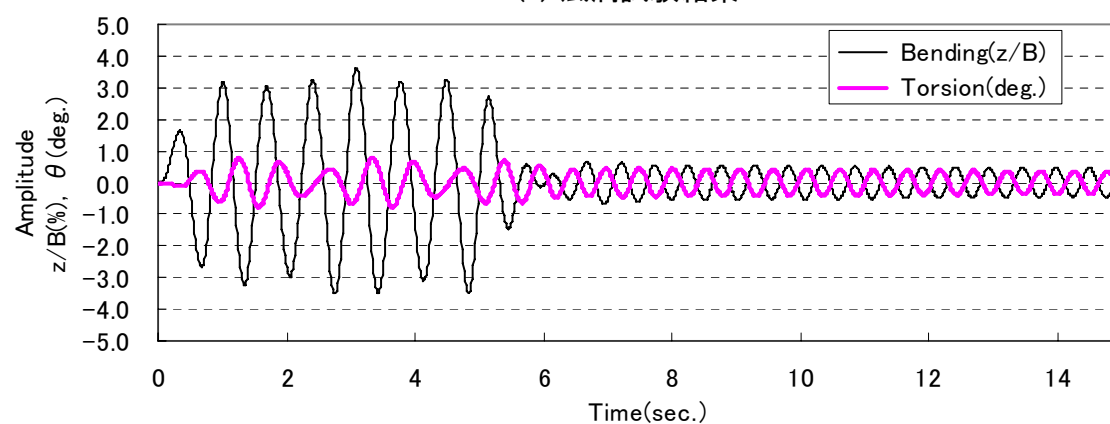
Set B の風速 4m/s におけるたわみ分枝、ねじれ分枝の自由振動波形をバネ支持試験、強制変位させた後の時刻歴解析を比較して図-3.5.11 に示す。たわみ加振を見ると、バネ支持試験では自由振動に移行するとたわみ振動は大きく減衰する。一方でねじれ応答が発達するが、たわみ振幅（%表記）とねじれ振動(deg.表記)が同程度の振幅になった後に、ねじれ振幅が減衰する過程をとっていることがわかる。時刻歴解析においても、この傾向は同じであることから、このケースでも時刻歴解析は風洞試験の自由減衰波形の変化を良く表現できていると言える。この現象は、たわみ振動によって生じる連成空気力によりねじれ振動が生じること、たわみ振動の減衰が大きく振動が

小さくなるとねじれ振動が発達する空気力を供給できないため、ねじれ振動が減衰すると判断される。たわみとねじれの位相差を観察すると、たわみ加振時からたわみ振動が減衰する 5 秒まではねじれ振幅の位相遅れはほぼ一定であるが、その後、ねじれの位相遅れは小さくなり、8 秒以降はねじれの位相が早くなり、10 秒後以降はほぼ一定となっている。一方、ねじれ加振後の自由振動波形を見ると、振幅比によらず位相差はほぼ一定であること、この位相差はたわみ加振の 10 秒後以降とほぼ同じである。したがって、たわみ加振では、たわみ分枝からねじれ分枝のスイッチングが生じており、その状況は時刻歴解析で表現されていると判断される。

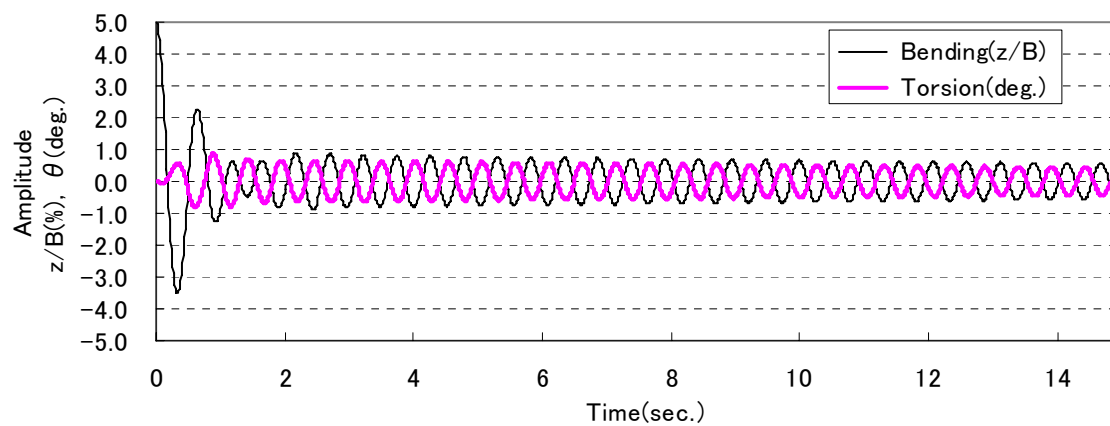
以上より、分枝のスイッチングに関しても、時刻歴解析で表現できることがわかる。これは、時刻歴解析が、非定常空気力の連成項がたわみ応答とねじれ応答の橋渡しをする効果を表現できている理由によると考えられる。



(a) 風洞試験結果

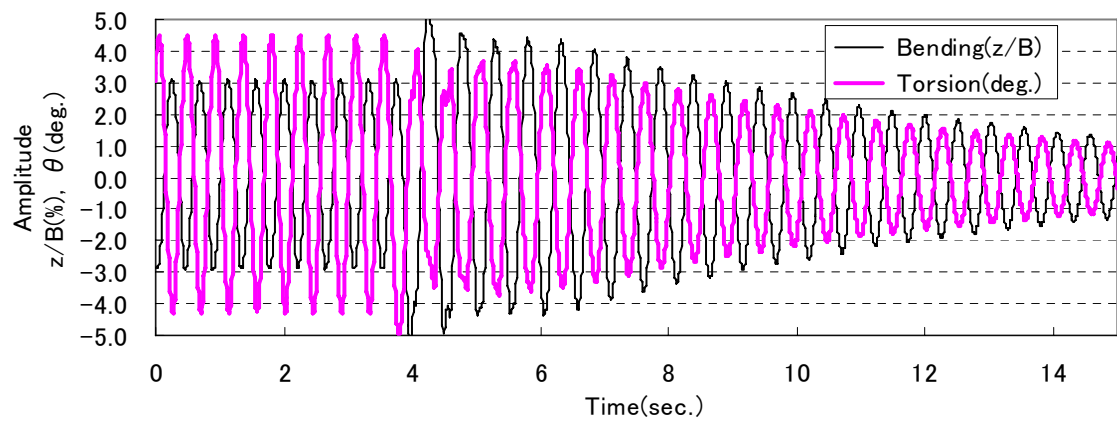


(b) 時刻歴解析結果(強制加振ケース)

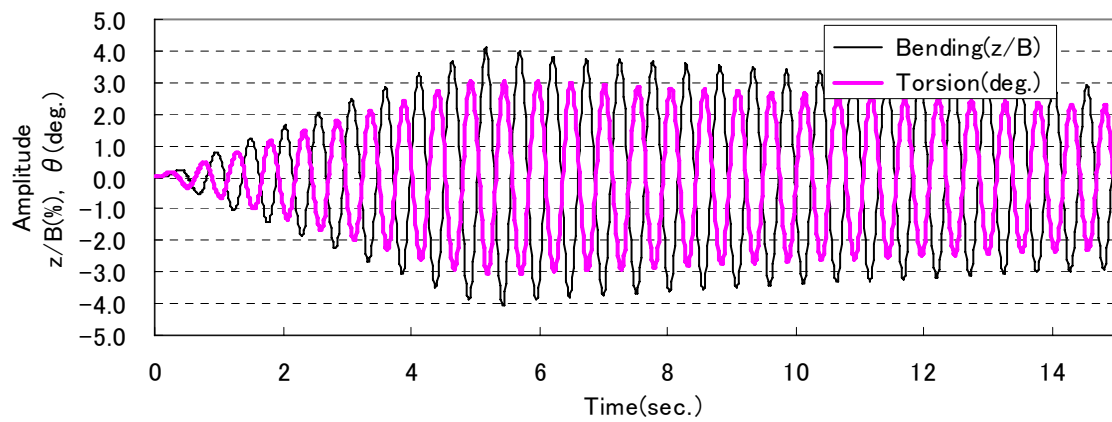


(c) 時刻歴解析結果(強制変位ケース)

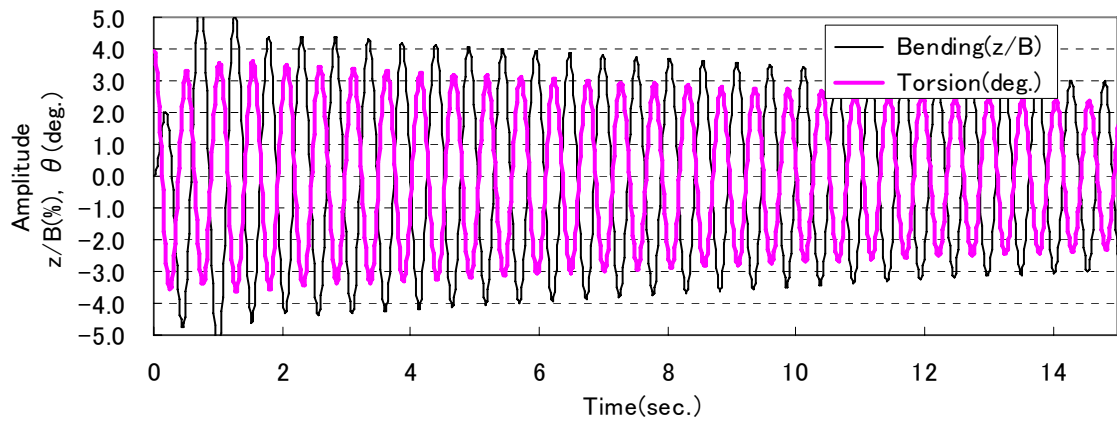
図－3.5.10(1) Set A の風速 12m/s における自由振動波形 (たわみ加振)



(a) 風洞試験結果

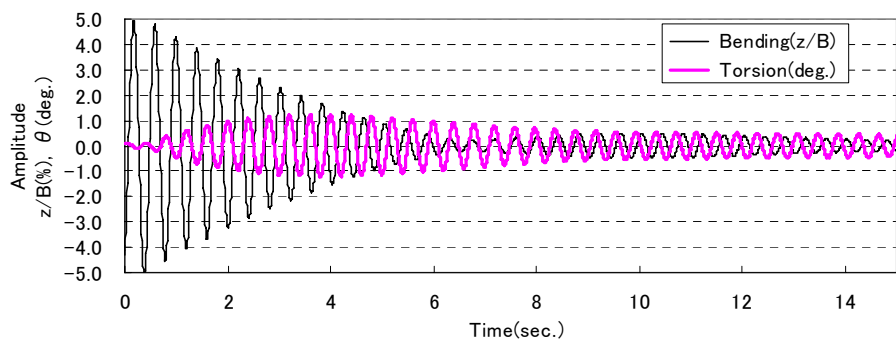


(b) 時刻歴解析結果(強制加振ケース)

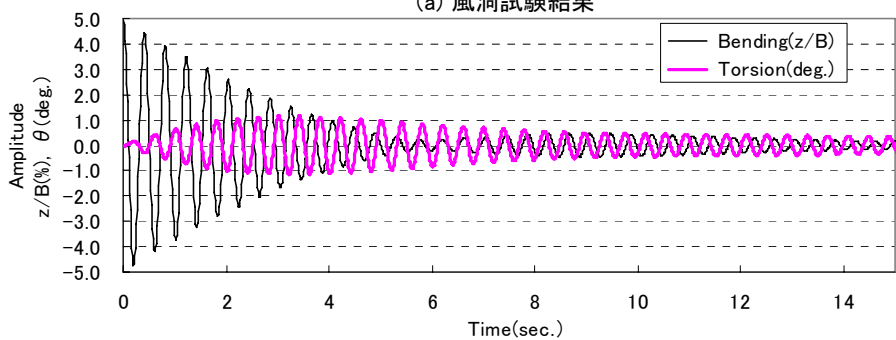


(c) 時刻歴解析結果(強制変位ケース)

図－3.5.10(2) Set A の風速 12m/s における自由振動波形 (ねじれ加振)

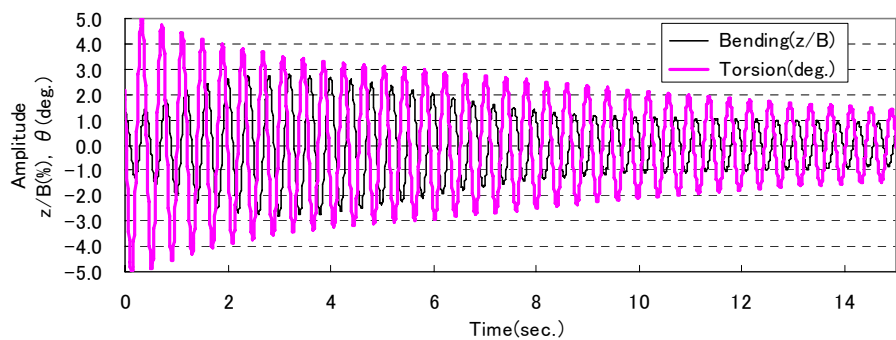


(a) 風洞試験結果

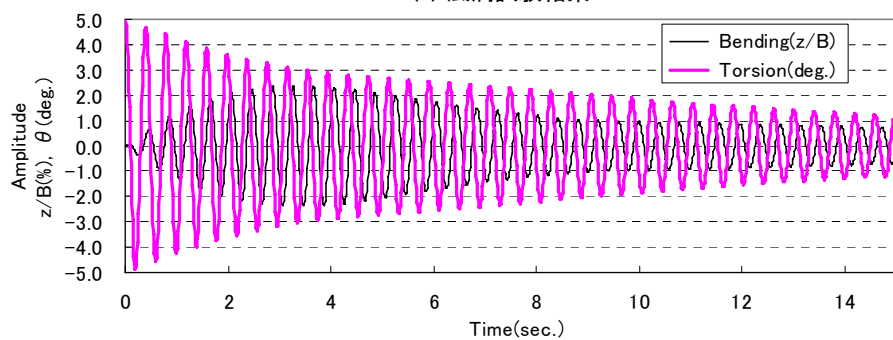


(b) 時刻歴解析結果

(1) たわみ加振



(a) 風洞試験結果



(b) 時刻歴解析結果

(2) ねじれ加振

図—3.5.11 Set B の風速 4m/s における自由振動波形の比較

3. 5. 4 解析手法に関する考察

ここでは各解析手法の特徴と有用性について議論する．フラッター発現風速を求める場合には，非定常空気力係数の定式化が同じであればどの手法を用いても同じ結果になることは明らかである．実際に解析を行なう場合には，振動数による繰り返しが必要な従来法，Step-by-Step 解析に比べて，振動数の繰り返しが不要な加速度表記法，RFA 法の方が簡便と考えられる．従来法では振動数の繰り返しで収束しない事例も稀にあるものの，最近のコンピュータの進歩により計算時間も大きく変わらないことから実際の運用上は大きな違いはない．また，加速度表記法ではフラッター発現風速前後の減衰，振動数が他と異なる場合があること，RFA 法では非定常空気力係数の有理関数近似が良好でない場合が問題として挙げられる．加速度表記法の問題に関しては，Set A のフラッター発現風速前後，Set C の風速 18m/s 付近でたわみ振動数がゼロとなる重根解が得られ，他の手法と異なっている．これは調和振動を前提として加速度表記にした影響であり，減衰の大きな箇所でのこの差異が観察されると判断される．一方，バネ支持系でこの風速における振動状況を検討した結果，自由振動としては 1 つの振動系しか物理的には現れてこないことが明らかとなっている．したがって，このような違いは実現象を検討する場合には大きな影響を与えないと判断される．RFA 法に関しては非定常空気力係数の近似は面倒であり，必ずしも同定精度は高くないことが欠点として指摘されている．補助変数を増やして問題を解決する事例も報告されているものの，この点では多項式近似で簡便に同定できる従来法，加速度表記法，Step-by-Step 解析の方が優れていると判断できる．

有限次数近似モデル（RFA 法）は時刻歴解析への適用が有効であり，そのために開発された手法である．ここでの検討結果を見ると，非定常空気力の連成項の変化，すなわち，ねじれ振幅に起因する揚力の時刻的変動，たわみ振幅に起因する空力モーメントの時刻的変動が RFA 法により表現可能であることが示されている．その点では優れた解析手法であると言えよう．しかしながら，非定常空気力の連成項の変化だけに着目した場合には，Step-by-Step 解析の方が優れていると判断される．それは，Step-by-Step 解析そのものが非定常空気力の連成項の影響を考慮した解析手法であること，定常解ではあるものの収束計算により分枝のスイッチングが表現可能であること，簡便な方法であること，非定常空気力係数の役割を把握できることによる．したがって，RFA 法による時刻歴解析の有効性は Step-by-Step 解析では対応できない

時刻による応答変動，すなわち，強制外力による加振，減衰を考慮した場合の変化，すなわち，風速の変動あるいはガスト応答などの強制外力を考慮した場合の応答の変化には最も有用であると判断される．また，フラッター応答が発達する過程で，ガスト応答によるたわみ振動の影響でねじれ振動が励起され，応答の発達過程が変化する場合の検討を行なう場合にも有用であろう．

3. 6 まとめ

フラッター解析手法に関して、翼断面 NACA0012 を対象にした検討を行った。バネ支持試験による自由振動波形を基に比較検討した結果、以下の知見が得られた。

- (1) 複素固有値による解析手法には、従来法（振動数繰り返し法）、加速度表記法、有理関数近似による方法が提案されているが、フラッター発現風速の前後において加速度表記法は減衰が異なる場合がある。従来法と有理関数近似による方法は概ね同じ解となるが、風速の高い領域において従来法では重根となり振動数がゼロになる場合があり、その場合は各解析手法ともに異なる解となる。これは、バネ支持試験の加振波形と有理関数近似モデル（RFA 法）による時刻歴解析結果から減衰の大きいねじれ分枝であると判断される。振動系としては存在するがバネ支持試験の自由振動には現れてこないため、応答変化を解析的に検討する場合には大きな影響はないと判断される。
- (2) 有理関数近似モデル（RFA 法）による時刻歴解析手法は、強制加振からの自由振動応答、分枝のスイッチングなど応答の時間変化を概ね表現できる。これは、非定常空気力の連成項を介してたわみ応答とねじれ応答が時間的に変化する現象が時刻歴解析でも表現可能であることを示している。
- (3) 有理関数近似モデル（RFA 法）による時刻歴解析手法は、他の解析手法と比較した場合、計算の簡便さ、非定常空気力係数の寄与度把握の面では Step-by-Step 解析には劣るものの、風速変動、ガスト応答などの強制外力の時間変化による応答変化の検討に優位性があると判断される。

参考文献

- 1) 金崎智樹, 宮田利雄, 横山功一, 保田雅彦, 鈴木周一: 明石海峡大橋のフラッター特性, 第 12 回風工学シンポジウム, pp.339-344, 1992.
- 2) 佐藤弘史, 鳥海隆一, 関谷光昭, 渡辺正剛: 超長大橋の耐風安定性確保に関する基礎的検討, 第 13 回風工学シンポジウム, pp.419-424, 1994.
- 3) 荒居祐基, 宮崎正男: 超長大吊橋の耐風設計と水平ステイシステムに関する研究, 第 13 回風工学シンポジウム, pp.503-508, 1994.
- 4) 村上琢哉, 武田勝昭, 高尾道明: 1 箱桁断面を有する超長大 3 本ケーブル吊橋の耐風性検討, 第 15 回風工学シンポジウム, pp.329-334, 1998.
- 5) 前田研一, 岩本政巳, 森園康之, 田平秀和, 長井正嗣, 藤野陽三: MONO-DUO 形式超長大吊橋の耐風安定性に及ぼすリジットハンガーの効果, 構造工学論文集, Vol.43A, pp.1209-1220, 1997.
- 6) 土木学会: 構造工学シリーズ 12 橋梁の耐風設計ー基準と最近の進歩ー, 2003.
- 7) 本州四国連絡橋耐風設計基準(2001)・同解説, 本州四国連絡橋公団, 2001 年 8 月.
- 8) 宮田利雄, 山田均, 太田博文: 立体骨組み解析法による横たわみしたトラス補剛吊橋の曲げねじれフラッター解析, 土木学会論文集, No.404/I-11, pp.267-275, 1989.
- 9) 松本 勝, 小林裕輔, 浜崎 博: 非定常空気力に着目したフラッター安定化策についての考察, 第 13 回風工学シンポジウム論文集, pp.377-382, 1994.12.
- 10) 松本 勝, 中島亘章, 谷脇好徳, 四條利久磨: グレーチング付き桁断面のフラッター特性, 第 16 回風工学シンポジウム論文集, pp.339-344, 2000.12.
- 11) 松本 勝, 白土博通, 四條利久磨, 江口陽紀, 疋田哲也: センターバリア付き扁平断面のフラッター特性, 第 17 回風工学シンポジウム論文集, pp.285-290, 2002.12.
- 12) Roger, K.L.: Airplane Math Modeling Methods for Active Control Design, AGARD-CP-228, pp.4.1-4.11, 1977.
- 13) S.H.Tiffany, W.M.Adams,Jr.: Nonlinear Programming Extensions to Rational Function Approximation Methods for Unsteady Aerodynamic Forces, NASA Technical Report Paper 2776, 1988.
- 14) 増川淳二: 様々な橋梁断面に作用する非定常空気力の有限次数近似モデルとその

- 応用，東京大学修士論文，1994.
- 15) Wilde, K., Fujino, Y. and Masukawa, J. : Time domain modeling of bridge deck flutter, 土木学会論文集, No.543/I-36, pp.19-30, 1996.
 - 16) 松本 勝, 陳 新中:長大橋ガスト時刻歴応答解析, 第 14 回風工学シンポジウム論文集, pp.515-520, 1996.
 - 17) 松本泰尚, 藤野陽三, 木村吉郎: 状態方程式表示を用いたガスト応答解析の定式化の試み, 土木学会論文集, No.543/I-36, pp.175-186, 1996.
 - 18) 勝地 弘, 山田 均, 楠原栄樹: 有理関数近似モデル空気力を用いた長大吊橋対風応答解析法の検討, 第 19 回風工学シンポジウム論文集, pp.441-446, 2006.
 - 19) 松下 洸: 非圧縮流中の有限翼に対する空気力学伝達関数, 航空宇宙技術研究所報告, TR-867, 1985.
 - 20) 岩本政巳, 藤野陽三: 一般振動下の非定常空気力を用いた橋桁のフラッター解析, 土木学会論文集 No.598, I-44, pp.311-322, 1998.7.
 - 21) 佐伯公康, 宮田利雄, 山田均: 一般化非定常空気力測定のためのアクティブ制御応用に関する基礎研究, 土木学会第 51 回年次学術講演会講演概要集 1(A), pp.458-459, 1996.
 - 22) 岩本政巳, 藤野陽三: 有限次数近似モデルに基づく橋桁の非定常空気力同定の適用性, 土木学会論文集 No.696/I-58, pp.299-310, 2002.1.
 - 23) 千賀規弘, 山田均, 勝地弘, 楠原栄樹: 有理関数近似空気力を用いた明石海峡大橋対風応答解析, 土木学会第 61 回年次学術講演会, pp.149-150, 平成 18 年 9 月.
 - 24) 松本 勝, 伊藤靖晃, 松宮央登, 藤原慎也, 金起男: 構造基本断面の連成フラッター安定化に関する研究, 日本風工学会誌, 第 32 巻, 第 2 号 (通巻第 111 号), pp.181-182, 2007.
 - 25) Matsumoto, M. : "Flutter instability of structures", Proc. of 4th EACWE, 2005.
 - 26) 松本勝, 大窪一正, 伊藤靖晃, 松宮央登, 金起男: 構造基本断面における連成フラッター特性に関する考察, 第 19 回風工学シンポジウム論文集, pp.307-312, 2006.
 - 27) 畑中章秀, 田中洋: 構造基本断面の非定常空気力に及ぼす乱流効果, 構造工学論文集 Vol.49A, pp.653-660, 2003.3.

第4章 風速変動下のフラッター応答評価

4. 1 既往の研究概要

風速変動下におけるフラッター応答評価については、フラッター発現風速を低下させる（フラッター応答を不安定化させる）という考えと、逆にフラッター発現風速を上昇させる（フラッター応答を安定化させる）という考えがある。前者は松本ら¹⁾が $B/D=4\sim 5.5$ の H 型断面のねじれフラッターが格子乱流 4.8% 中で不安定化することを実験的に示している。また、Lin²⁾らは理論的考察と数値解析によって、風速変動がフラッターを不安定化させるとしている。一方、後者に対しては、Scanlan³⁾は自励空気力の空間相関低減の影響を理論的に考察し、安定化の根拠を示している。勝地ら⁴⁾は、乱流中の風速変動に起因する自励空気力の空間相関の影響をフラッター解析で調査し、空間相関の影響によりフラッター発現風速は上昇することを示したが、明石海峡大橋の全橋模型風洞試験結果^{5), 6)}はその解析結果を裏付ける結果ではないことを述べている。すなわち、明石海峡大橋の全橋模型試験では乱流中のフラッター発現風速が一樣流中よりもわずかではあるが下回る結果が得られており、風速変動がフラッター発現風速に及ぼす影響について明確な結論は得られてない。また、乱流中の非定常空気力係数を測定することにより、乱流中における空力特性の検討が行なわれている。上島ら⁷⁾は、流線型箱桁断面では乱流中でも一樣流中と同等のフラッター発現風速であり安定性の向上は確認できなかったが、 $B/D=10$ の矩形断面では前縁からの剥離バブルが乱流により上流側に移動することによってフラッターが安定化する傾向があることを示した。また、畑中ら⁸⁾は、上流側で大きな前縁剥離渦を生成する矩形断面 $B/D=7.5$ では、乱流の影響により安定化することを示している。

わが国における耐風設計では、フラッターは一樣流中の応答をベースにして評価されているが、変動風による効果については乱流中では不安定化するという考えに基づいている。1976 年の本州四国連絡橋耐風設計基準(1976)同解説⁹⁾では、フラッター照査風速は風洞実験の技術、設計・施工の信頼性ならびに構造物の社会的重要性を総合して定めた 1.2 倍を設計風速に乗じると定めている。その後、1990 年の明石海峡大橋耐風設計要領・同解説¹⁰⁾（以下、明石要領）では、安全率 1.2 に加えて風速変動に係る補正係数を乗じてフラッター照査風速としている。この風速変動に係る補正係数は、

後述するように気流の乱れにより風速が増加する効果を取り入れており、1976年当時の基準ではこの影響は設計風速の中に含まれていたことになる。フラッター応答を評価する場合には、現在では一様流中の2次元剛体風洞模型によるバネ支持試験により得られたフラッター発現風速がフラッター照査風速を超えるかどうかによってフラッター安定性を照査することを基本としている¹¹⁾。全橋模型試験による照査については、明快であり試験方法としてわかりやすいが、模型費用がかかること、模型構造が実橋の詳細設計との進捗の関係で最終案ではないこと、気流特性に不明確な点が多いことの理由で、最終的な判断の上では試験結果に何らかの調整が必要になることが背景として挙げられている。

4. 2 フラッター応答評価に関する現状と課題

4. 2. 1 フラッター照査風速の算定方法

わが国のフラッターの照査風速は、以下の式で算定される。

$$U_F = 1.2 \times \mu_F \times U_z \quad (4.1)$$

ここに、 U_F ：フラッター照査風速 (m/s)

μ_F ：風速変動に係る補正係数

U_z ：設計基準風速 (m/s)

設計基準風速とは、基本風速に構造物の高度による補正係数を乗じて算定される風速であり、基本風速とは耐風設計の基本となる風速であり、架設地点の海面上10mの高度における10分間平均風速として定められている。

フラッターの照査は一般には上記で算定されたフラッター照査風速と一様流中におけるバネ支持模型試験結果により行われる。この考え方は明石要領¹⁰⁾から適用されており、現在の長大橋耐風設計基準として参照される本州四国連絡橋耐風設計基準(2001)・同解説¹¹⁾(以下、本四基準(2001))、一般の道路橋の耐風設計基準として参照される道路橋耐風設計便覧¹²⁾(以下、耐風便覧)にも採用されている。

安全率1.2は、前述の通り「風洞実験の技術、設計・施工の信頼性ならびに構造物の社会的重要性等を考慮して定めた」ものである。また、風速変動に係る補正係数 μ_F は自然風の風速変動の影響を表しており、フラッターの発達に要する時間 τ の間で生起する最大風速の期待値を橋軸方向の長さで空間的に平均化し、その結果得られる最

大風速の期待値と 10 分間平均風速との比で定義されている．すなわち，ある点の主流変動風速のパワースペクトルを S_{uu} とすると，評価時間 τ ，橋長 l で平均化したパワースペクトル密度 \bar{S}_{uu} は以下の様に表現できる¹³⁾．

$$\begin{aligned}\bar{S}_{uu} &= \frac{1}{l^2} \int_0^l \int_0^l \exp\left(-c \frac{f|x_1 - x_2|}{U}\right) dx_1 dx_2 \cdot \left(\frac{\sin \pi \tau f}{\pi \tau f}\right)^2 S_{uu} \\ &= \frac{2}{\phi^2} [\phi - 1 + \exp(-\phi)] \cdot \left(\frac{\sin \pi \tau f}{\pi \tau f}\right)^2 S_{uu}\end{aligned}\quad (4.2)$$

ここで， $\phi = \frac{cfl}{U}$

c ：指数型の空間相関関数を仮定した場合の **decay factor**

f ：振動数， l ：橋長， U ：代表点の平均風速

このような変動風速特性の 10 分間での最大期待値 ($U + \bar{u}_{\max}$) と平均風速 U との比を風速変動に係る係数 μ_F と定義すると，以下の様に表される．

$$\mu_F = \frac{U + \bar{u}_{\max}}{U} = 1 + \frac{g\sigma_u^-}{U} \quad (4.3)$$

ここで， g ：ピークファクター， σ_u^- ：時間及び空間で平均化した変動風速の標準偏差であり，以下の様に表される．

$$g = \sqrt{2\ln(vT)} + \frac{0.5772}{\sqrt{2\ln(vT)}} \quad (4.4)$$

$$v = \left[\frac{\int_0^\infty f^2 \bar{S}_{uu} df}{\int_0^\infty \bar{S}_{uu} df} \right]^{1/2}, \quad \sigma_u^- = \left[\int_0^\infty \bar{S}_{uu} df \right]^{1/2}, \quad T : 600\text{sec. (=10 分)}$$

したがって，風速変動に係る係数 μ_F は，応答が発達する時間 τ （以下，フラッター評価時間）と変動風速のスペクトル，橋長，**decay factor** から算出される．

耐風便覧¹²⁾では，上記のパラメータを代表させ数値を丸めた形で各粗度区分毎に係数を定めている．また，本四基準(2001)¹¹⁾では，フラッター発達に要する時間 τ として無風時のねじれ振動数の 5 周期に相当する時間としている．明石海峡大橋の場合

には、変動風速スペクトルには日野スペクトル（補遺 6）を用い、フラッター評価時間 $\tau=30$ 秒、橋長 1,990m、 $c=8$ として $\mu_F=1.08$ で設定されている。

4. 2. 2 フラッター応答評価に関する課題

変動風下のフラッター応答評価の課題は、暴風時の風速特性の問題、構造物の応答特性の問題に大別される。このうち、暴風時の変動風速特性は生起する頻度が極めて少なく不明な点が多い。例えば、現在わが国で用いている変動風速スペクトルは 10 分間平均風速記録を集約したものであり、暴風時の風の特性を考慮されたものではなく、通常風における乱れ強さ、乱れスケールが暴風時も同じかどうかなどが挙げられる。強風時の統計分析¹⁴⁾、長大橋の強風時の動態観測¹⁵⁾などが行なわれているが、暴風時の気流特性の解明には今後とも気象観測記録の充実、強風時の分析を待つ必要があり、ここでは検討対象から外している。一方、変動風速下の構造物のフラッター応答特性については、乱流中における非定常空気力係数を実測した事例は見られるものの、風速変動がフラッター応答にどのような影響を及ぼすかについては必ずしも明らかではない。また、ガスト応答解析との連成解析、乱流中の風洞実験は実施されているものの、ガスト応答がフラッター応答に及ぼす影響について基本的検討を行った事例はない。これは、現行の耐風設計では、ガスト応答は静的風荷重の割増分として設計に反映されるため動的設計として扱われてこなかったこと、フラッターの照査が一様流を基準としていたことに起因すると判断される。

また、現行のフラッター照査風速の算定方法については、本来であれば暴風時の気流特性を再現した気流による全橋模型風洞試験が最も精緻な評価方法であるが、暴風時の気流特性が不明なこと、全橋模型風洞試験が高価であることから、安全率を設けた上で設計上安全側の一様流の応答結果を用いることは便宜上妥当であると判断される。乱流中の応答試験結果を重視して評価することについては前述の様に検討がなされており、今後の展開が期待される。鉛直の発散振動であるギャロッピング評価では、格子乱流中のバネ支持試験結果を積極的に取り入れて耐風性評価を行なった事例も最近報告されている¹⁶⁾。これは、バネ支持試験の振動数よりも高い周波数領域の変動風速スペクトルを格子乱流により相似させることにより、剥離せん断層に影響を及ぼすと言われている変動風速スペクトルの慣性小領域を概ね一致させることにより、乱流中の実橋応答を評価した点に特徴を有する。しかしながら、フラッターに関しては、

ギャロッピングの様に発生機構，乱流効果による安定化が明快に説明できているわけではなく，今後も慎重な対応にならざるを得ないと判断される．

一様流中の応答結果を基準としてフラッターを照査すると考える場合には，変動風速の影響を長周期成分の風速の割増しで表現し，フラッター評価時間からその割増係数である μ_F を導入する現行のフラッター照査風速の計算方法は簡便であり，考え方も明快である．しかしながら， μ_F の算定にあたっては，幾つかの仮定に基づいて行なわれており，それが安全側になっていることが推察される．すなわち， μ_F は 10 分間平均で定義される設計基準風速値に対して，その評価時間中の最大期待値を考えた係数であるため，「10 分間の風速波形を母集団とした時の最大値（極大値の最大値）」である．工学的見地から，第一近似的に考えた場合，極大値の最大値をとることは妥当であり，ガスト応答を議論する時にも用いられているが，本来の μ_F としての定義は「最大風速のイベントが 1 回生起する場合に，その継続時間が τ となる時の風速期待値と平均風速の比」となるはずである．さらに，フラッター評価時間に関しても，本四基準(2001)¹¹⁾では無風時のねじれ振動数の 5 倍と定義されているが，フラッター振動数が無風時のねじれ振動数より低くなることを考慮すると 5 波未満でフラッターが発達すると考えることになる．仮に負減衰が $\delta = -0.1$ と考えてフラッターが発達しても 5 波後の応答は約 1.6 倍にしか発達しないことから，フラッター評価時間はもう少し長くとっても問題ないように考えられる．さらに，安全率として設けている 1.2 の内訳も必ずしも明確ではないことから，今後の性能設計への移行を視野に入れると，安全率の内訳を明確にする必要がある．

そこで，本研究では，変動風速下のフラッター応答評価に関して，風速の急激な変動，風速変動の周期がフラッター応答に及ぼす影響を検討した．また，ガスト応答を不規則強制外力として扱った場合に，フラッター応答の発達過程にどのような影響を及ぼすかを検討した．また，これらの結果をもとにして，現行のフラッター照査風速の方法について考察を加えた．

4. 3 検討方法

4. 3. 1 検討概要

本研究では，乱流中の非定常空気力係数は一様流中と同じであるとして，変動風下における一箱桁断面のフラッター応答検討を行なうために，対象断面は第3章同様に2次元翼断面とした．これは，2次元翼断面は，非定常空気力特性が一箱桁橋梁断面に類似していること，乱流中でも非定常空気力係数に大きな変化がないことによる⁸⁾．検討方法は有理関数近似モデル（RFA法）による時刻歴解析を用い，必要に応じて格子乱流中のバネ支持試験を用いた．時刻歴解析については，ガスト応答を表現するために第3章で用いたRFA法による時刻歴解析に強制外力項を追加して用いた．

強制外力による時刻歴波形は，2次元翼理論に基づいて以下の様にシミュレートした．すなわち，翼断面の鉛直変動風速による2次元非定常揚力，非定常空力モーメントは図-4.3.1より以下の式で表される^{17),18)}．

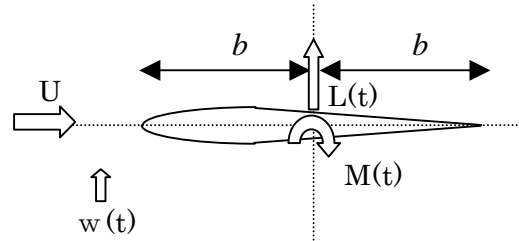


図-4.3.1 鉛直変動風による作用力

$$L(t) = -2\pi\rho Ub \int_0^t \frac{d\psi_L(t-\tau)}{d\tau} w(\tau) d\tau \quad (4.5)$$

$$M(t) = L(t) \cdot \frac{b}{2} \quad (4.6)$$

L ：揚力（上向き正）， M ：モーメント（頭上げ正）， t ：時間（sec.）

ρ ：空気密度， b ：翼断面の半弦長（半幅員），

U ：主流風速， w ：鉛直風速（上向き正），

$\psi_L(t)$ ：Kussner関数であり，以下の近似式で表される．

$$\psi_L(s) \cong 1 - 0.500 \cdot \exp(-0.130s) - 0.500 \cdot \exp(-s) \quad (4.7)$$

$$s = \frac{Ut}{b} \quad s: \text{無次元時間}$$

主流風速が変動する場合には、主流風速を平均風速として扱った。また、鉛直方向変動風速の時刻歴波形の発生方法は、変動風速のパワースペクトルに一様分布でランダム位相を与えて発生させた¹⁹⁾。発生方法の詳細は補遺 6 に示した。

本手法は 2 次元検討であり空間相関の影響を考慮していないことから、実現象よりも大きな強制外力で評価することとなる。空気力の空間相関は、接近流の空間相関よりも高くなることが過去の研究より知られており、このメカニズムは剥離バブルの二次元的形成による影響が大きいものと考えられている²⁰⁾が、数値解析の精緻化については研究途上である²¹⁾。したがって、ここでは、ガスト応答がフラッター応答に及ぼす影響を定性的に検討するために、便宜上に設けた位置付けとなる。

4. 3. 2 検討条件

検討条件を表-4.3.1 に示す。これは第 3 章のバネ支持試験条件の Set A と類似した条件であり、フラッター発現風速が風速 12m/s 付近となるように設定したものである。風速 12m/s における減衰は対数減衰率で $\delta = -0.003$ である。

表-4.3.1 フラッター解析条件

質量	8.414 kg/m
極慣性モーメント	0.262 kg・m ² /m
たわみ振動数	1.494 Hz
ねじれ振動数	2.339 Hz
対数減衰率	$\delta = 0.02$ (たわみ, ねじれ)
桁幅	0.4m
空気密度	1.23 kg/m ³

まず、風速を急激に変動させた検討として、風速 12m/s から風速を 13m/s に瞬時に変動させた場合を実施した。この時には強制外力項を考慮していない。したがって、

最初の擾乱を与える必要があるが，ここでは，最初の 2 秒間は振動数 1.97Hz でねじれ強制加振を与えている．その後，3 秒間自由振動をさせた後（すなわち解析開始から 5 秒後）に風速を瞬時に変更させ，その後ある一定時間の継続時間を与えて，再度風速を戻す操作を行い，その時の応答変化を検討した．

風速を周期的に変動させた検討は，風速 U を単一周期で変動させてその時の時刻歴応答を計算することにより行なった．この場合にも強制外力項は考慮していない．また，変動風速下の非定常空気力係数は一様流中の非定常空気力係数を用いている．風速変動は平均風速をフラッター発現風速の 12m/s とし，変動として $\pm 10\%$ ($\pm 1.2\text{m/s}$) を与えている．解析方法は，風速の急激な変化と同様に，最初の 2 秒間に強制ねじれ加振をした後に，自由振動に移行させると同時に風速の周期的な変動を開始することとした．その後は自由振動応答を 15 秒間行なって，応答の違いを検討した．

ガスト応答については，まず基礎的検討として，単なる強制外力を加えた時のフラッター応答について検討した．次に，鉛直方向の変動風速によって生じる変動空気力を作用させた時刻歴解析を行なった．この場合も最初の 2 秒間は強制ねじれ加振を与えた後に，変動空気力を考慮した RFA 法による時刻歴解析を実施した．変動空気力を算出した解析条件を表 4.3.2 に示す．鉛直方向の変動風速のパワースペクトル $S_w(f)$ には以下の Karman 型スペクトル²¹⁾を用いた．

$$\frac{f \cdot S_w(f)}{\overline{U_z}^2} = \frac{4n_w(1 + 755.2n_w^2) \cdot I_w^2}{(1 + 283.2n_w^2)^{11/6}} \quad (4.8)$$

$$\text{ただし, } n_w = \frac{L_x^w f}{\overline{U_z}}$$

$\overline{U_z}$: 主流方向の平均風速

L_x^w : 鉛直方向変動風速の主流成分の乱れスケール

I_w : 鉛直方向の乱れ強さ

表－4.3.2 ガスト応答用の変動空気力に用いた条件

鉛直方向変動風速 スペクトル $S_w(f)$	Karman 型スペクトル
主流風速の平均 $U(\text{m/s})$	12m/s
乱れ強さ I_w (%)	5%, 2%の 2 種類
乱れスケール L_x^w	1m

解析条件は、主流方向の乱れ強さ I_u として、耐風便覧¹²⁾の粗度区分 I（海上，海岸）で期待される乱れ強さであり、明石海峡大橋で想定する気流と同等の $I_u=10\%$ を設定し、耐風便覧¹²⁾を参考に鉛直方向乱れ強さ I_w を I_u の 1/2 として定めた．ただし、本研究では空間相関を考慮してないために変動空気力は実際より大きくなることを考慮して、乱れの小さい $I_u=4\%$ の乱流も想定し、 $I_w=2\%$ の場合も実施した．また、乱れスケールについては、実測例として 20～50m である観測事例²³⁾があることを考慮して、幅員の 2.5 倍の乱れスケールとして 1m を与えた．

4. 4 検討結果と考察

まず，変動風による振動応答変化を議論する時に必要な複素固有値解析結果を表－4.4.1に示す．本表はRFA法による複素固有値解析結果であり，時刻歴解析の一定風速下の自由振動応答に対応する．これより，フラッター発現風速は，風速12m/s付近であり，フラッター振動数は1.976Hzであることがわかる．また，風速13m/s以上では減衰が $\delta = -0.1$ を下回っており，大きな負減衰となっていることがわかる．

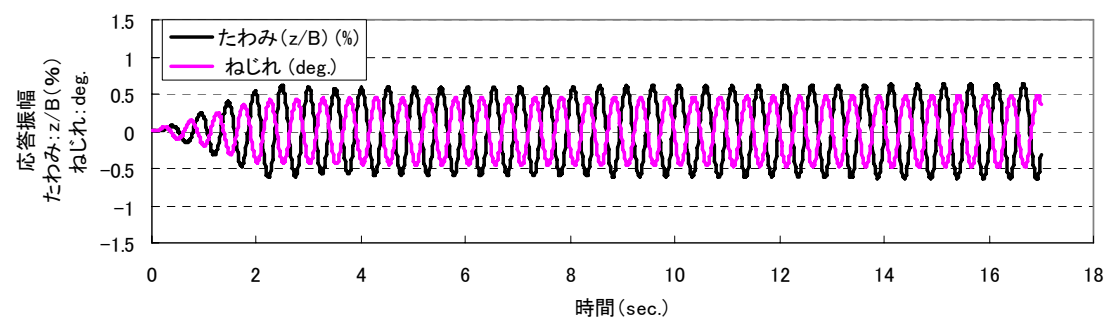
表－4.4.1 フラッター発現風速周辺の複素固有値解析結果(RFA法)

風速 (m/s)	ねじれ分枝				たわみ分枝			
	振動数 Hz	減衰 δ	振幅比 (%/deg.)	位相差 (deg.)	振動数 Hz	減衰 δ	振幅比 (%/deg.)	位相差 (deg.)
10.8	2.049	0.086	0.90	-167.8	1.533	0.871	6.62	-90.9
10.9	2.043	0.081	0.93	-167.5	1.533	0.893	6.45	-90.3
11	2.037	0.075	0.96	-167.2	1.533	0.916	6.29	-89.7
11.1	2.031	0.070	0.99	-166.8	1.533	0.940	6.14	-89.1
11.2	2.024	0.063	1.02	-166.4	1.533	0.965	5.99	-88.4
11.3	2.018	0.057	1.06	-166.0	1.533	0.990	5.84	-87.7
11.4	2.012	0.050	1.09	-165.6	1.532	1.017	5.70	-87.0
11.5	2.006	0.042	1.13	-165.1	1.532	1.044	5.56	-86.2
11.6	2.000	0.034	1.17	-164.5	1.532	1.072	5.43	-85.5
11.7	1.994	0.026	1.20	-164.0	1.531	1.101	5.30	-84.7
11.8	1.988	0.017	1.24	-163.4	1.530	1.131	5.17	-83.8
11.9	1.982	0.007	1.28	-162.7	1.529	1.162	5.05	-82.9
12	1.976	-0.003	1.32	-162.1	1.528	1.194	4.94	-82.0
12.1	1.970	-0.013	1.36	-161.4	1.526	1.227	4.83	-81.1
12.2	1.964	-0.023	1.40	-160.6	1.525	1.261	4.72	-80.1
12.3	1.959	-0.034	1.44	-159.9	1.523	1.295	4.62	-79.2
12.4	1.953	-0.045	1.49	-159.1	1.521	1.331	4.53	-78.2
12.5	1.948	-0.057	1.53	-158.3	1.519	1.367	4.43	-77.1
12.6	1.942	-0.068	1.57	-157.5	1.516	1.404	4.35	-76.1
12.7	1.937	-0.080	1.61	-156.7	1.514	1.442	4.26	-75.1
12.8	1.932	-0.092	1.65	-155.8	1.511	1.481	4.18	-74.0
12.9	1.927	-0.104	1.70	-155.0	1.507	1.521	4.11	-72.9
13	1.922	-0.117	1.74	-154.1	1.504	1.562	4.03	-71.8
13.1	1.917	-0.129	1.78	-153.3	1.500	1.604	3.96	-70.7
13.2	1.913	-0.141	1.82	-152.4	1.497	1.646	3.90	-69.6

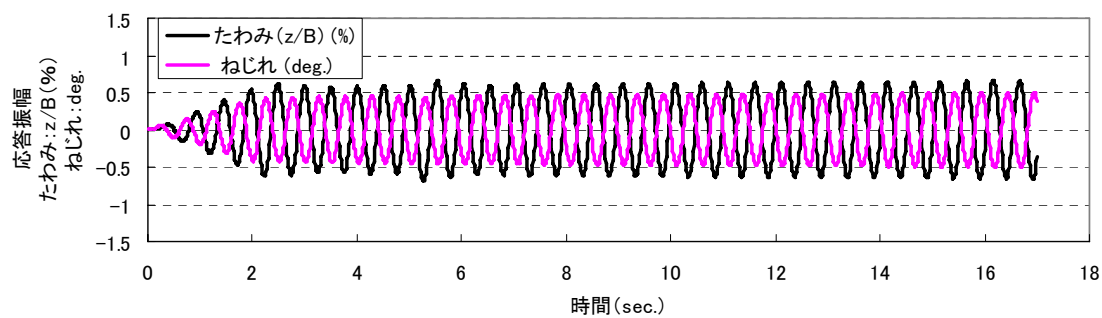
(備考) 振幅比(たわみ／ねじれ： $z/B/\theta$ (%/deg.))

4. 4. 1 急激な風速変化の影響

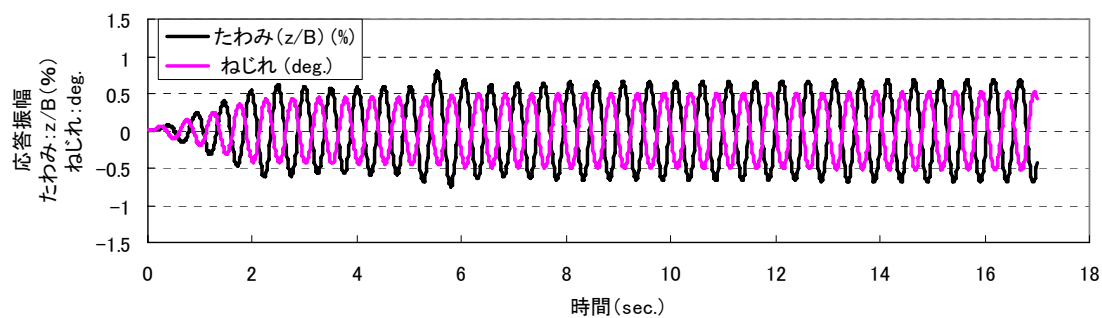
風速を急激に変動させた場合として、最初の 2 秒で強制加振を与えて一定の応答振幅とした後、5 秒後に風速 12m/s から風速を 13m/s に瞬時に変動させて一定時間を風速 13m/s を保ち、その後で再び風速 12m/s とした場合のフラッター応答変化を検討した。代表的なケースとして、風速 13m/s の継続時間が 0.2 秒（フラッター応答の 0.4 周期）、0.4 秒（0.8 周期）、0.5 秒（1.0 周期）、0.7 秒（1.4 周期）、1.0 秒（2.0 周期）、2.0 秒（4.0 周期）、4.0 秒（8.0 周期）の時刻歴応答波形を継続時間 0 秒（風速が 12m/s 一定）の場合と比較して図-4.4.1(1)(2)に示す。これより、継続時間が増加すると時刻 5 秒後からのたわみ応答に変化が現れることがわかる。また、ねじれ応答の変化については継続時間 0.5 秒（1.0 周期）を超えるまでは大きな変化がなく、継続時間 1.0 秒で違いが見られる。表-4.4.1 に示した複素固有値解析結果を見ると、風速 12m/s から 13m/s に変化すると、振幅比（たわみ／ねじれ）は 1.32 から 1.74 に、減衰は $\delta = -0.117$ となり、定常応答では 1 周期当たり約 12% 成長する。振幅比の変化に着目すると、風速の瞬時の変化によって振幅比が定常解に近づくためにたわみ応答が増大したと判断される。継続時間が 1.0 秒（2 周期）を超えた場合（同図(f), (g), (h)）には、6 秒付近におけるたわみとねじれの応答比が 1.7 付近であることから、この時刻で風速 13m/s の定常解に近いことがわかる。継続時間が 4 秒（8.0 周期）の場合（同図 (h)）の 6 秒から 9 秒の波形を見ると、ねじれ応答も発達し、その振幅比は約 1.7 と定常解となっていることがわかる。無次元時間 $s (=Ut/b)$ から見た場合には、本検討の継続時間 0.5 秒は $s=15$ 、継続時間 1.0 秒は $s=30$ に相当し、Wagner 関数で表される揚力の時間的成長がほぼ終了した領域になり定常解に近い値が得られていると判断できる。風速 13m/s から 12m/s に戻した場合を見ると、これも 1~2 波で風速 12m/s の定常解である振幅比約 1.3 になり、その後は風速変動前と同じ程度の緩やかな負減衰で成長しており、この場合もたわみ応答が急変することにより定常解に近づいていくことがわかる。以上より、急激な風速変動は継続時間がフラッター応答の 1 周期以上継続しなければ大きな違いが認められないと判断される。また、1 周期以上継続する場合の応答性状は複素固有値解析から得られる定常解に近くなり、2 周期以上継続すればほぼ定常解に等しくなると判断される。



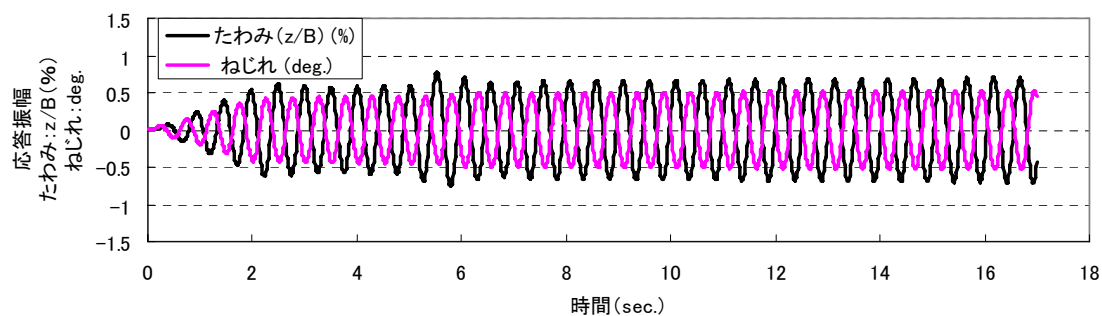
(a) 継続時間 0秒



(b) 継続時間 0.2秒 (0.4周期)



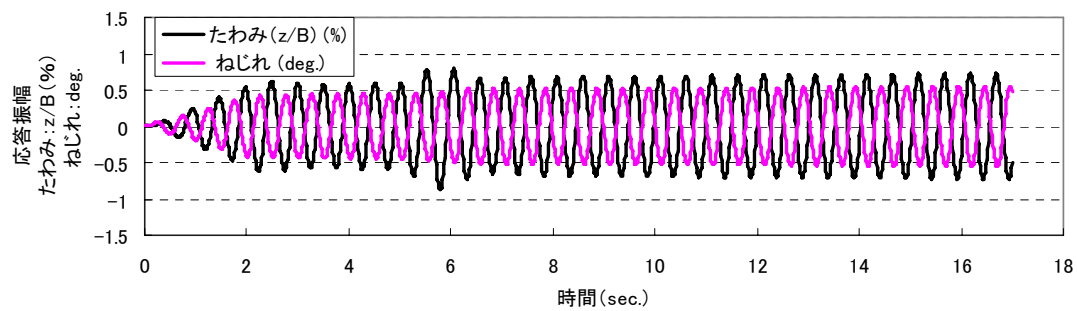
(c) 継続時間 0.4秒 (0.8周期)



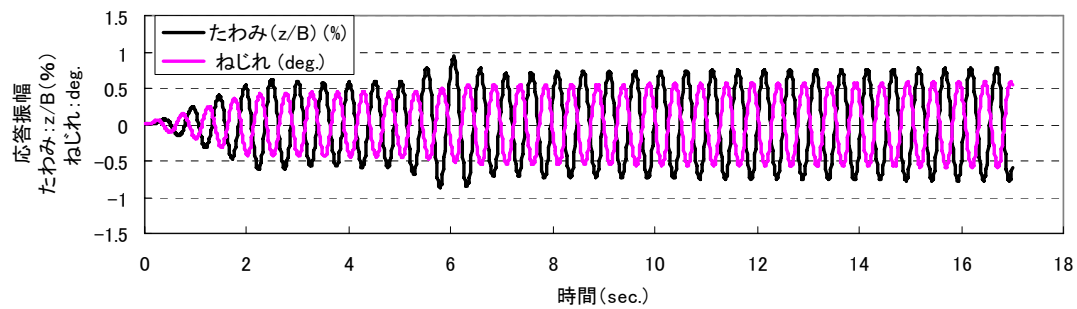
(d) 継続時間 0.5秒 (1.0周期)

(備考) 5秒後に風速を 12m/s から 13m/s に変化させた

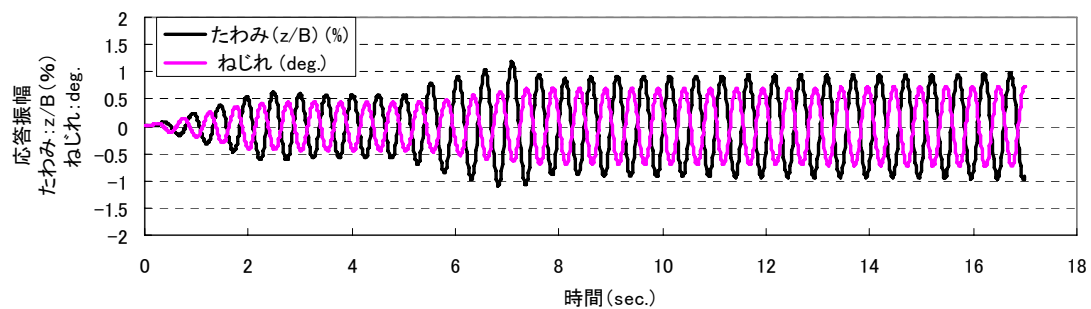
図-4.4.1(1) 風速を急変させた場合のフラッター応答結果 (その1)



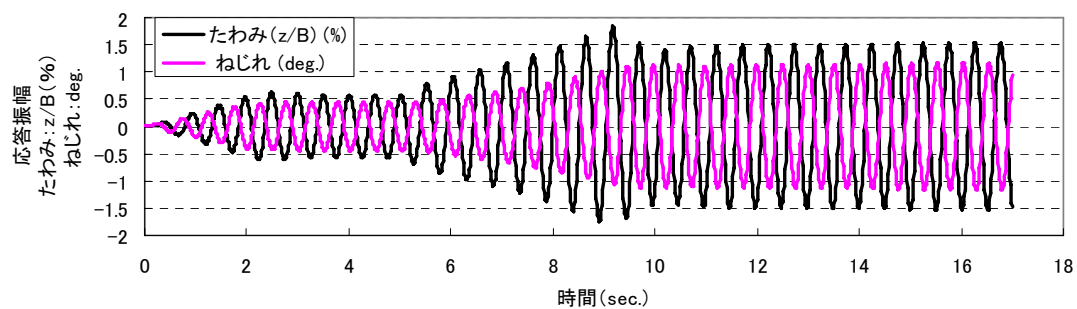
(e) 継続時間 0.7秒 (1.4周期)



(f) 継続時間 1.0秒 (2.0周期)



(g) 継続時間 2.0秒 (4.0周期)



(h) 継続時間 4.0秒 (8.0周期)

(備考) 5秒後に風速を 12m/s から 13m/s に変化させた

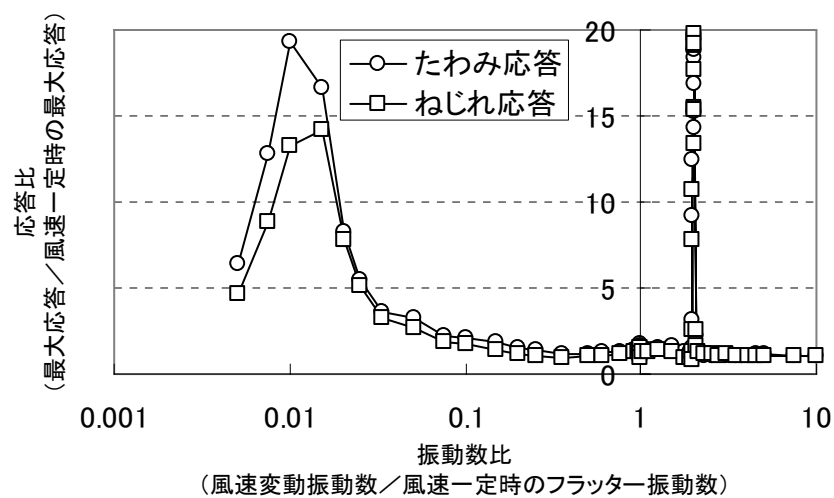
図－4.4.1(2) 風速を急変させた場合のフラッター応答結果 (その2)

4. 4. 2 風速変動周期の影響

周期的な風速変動がフラッターに及ぼす影響として、平均風速 12m/s、変動幅を±10%と固定し、風速変動周期を変化させて 15 秒後（約 30 波後）の最大応答をプロットした結果を図－4.4.2 に示す。横軸は、風速変動させた振動数をフラッター振動数で、縦軸は風速変動下の最大応答を風速一定時の最大応答（図－4.4.1(a)）で除して無次元化しており、以下、横軸を振動数比、縦軸を最大応答比と呼ぶ。また、同図(b)は同図(a)の振動数比 2 周辺の拡大図である。同図(a)より、フラッター振動数より低い風速変動の周波数の影響が大きいこと、フラッター振動数より早い風速変動ではフラッター振動数の約 2 倍で応答が大きくなることがわかる。フラッター振動数より遅い風速変動に関しては、振動数比が 1/10 以下の変動、すなわちフラッター応答の 10 倍以上の風速周期で応答が 2 倍以上になり、その影響が大きいことがわかる。最大応答比のピークは振動数比 0.01 で見られているが、これは今回の検討が 15 秒後の最大応答をプロットしたため、変動風速の周期が 60 秒を上回る場合には最大風速まで到達することなく解析が終了する影響である。すなわち、フラッター振動数が約 2Hz であるから応答が最大となる風速変動振動数は 0.02Hz、変動周期に換算すれば 50 秒に相当し、この風速変動振動数以下では 15 秒後で最大風速に到達しないことから、このピークには大きな意味はない。すなわち、フラッター振動数より遅い風速変動に関しては、風速が増加したことによる負減衰の増大が主原因である。

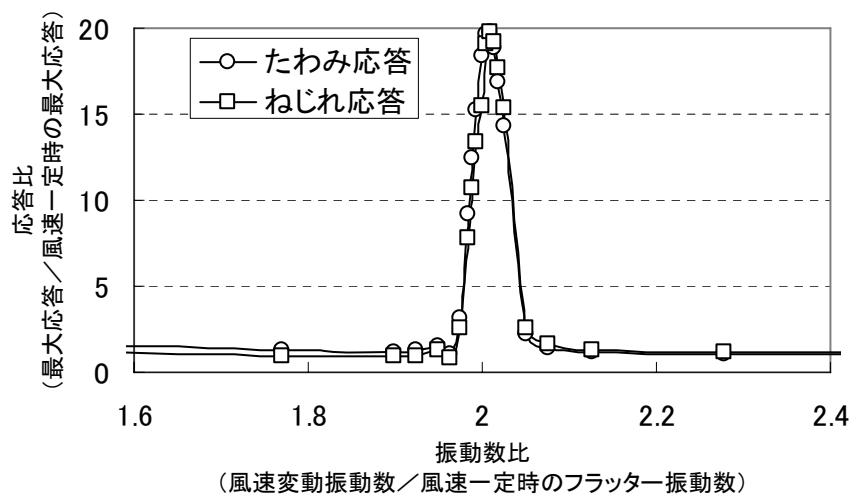
代表的なケースの時刻歴応答波形として、風速変動振動数 0.02Hz, 0.2Hz, 1.97Hz, 3.0Hz, 3.90Hz, 3.97Hz の時刻歴応答波形を風速変動の時刻歴波形とともに、図－4.4.3(1)～(6)に示す。風速変動がない場合の時刻歴波形は図－4.4.1(a)と等しい。図－4.4.3(1)の風速変動振動数が 0.02Hz（振動数比 0.01）の場合には、応答が大きくなり時刻 13 秒を過ぎるとたわみ振幅が桁幅の 5%以上にまで成長していることがわかる。振幅比（たわみ応答／ねじれ応答）に着目すると、時刻 8 秒に比べて時刻 12 秒の振幅比が大きくなっており、表－4.4.1 で示した複素固有値解析で得られる結果に対応する。すなわち、風速が増加したことによる負減衰の増大が主原因であると判断できる。風速変動振動数が 0.2Hz（振動数比 0.1：同図(2)）の場合には、風速の増減に応じて応答が増減しており、上記の傾向がよく現れていると言える。風速変動がフラッター振動数とほぼ一致した場合（同図(3)には、風速一定の応答（図－4.4.1(a)）よりもやや大きくなることがわかる。風速変動振動数が 3Hz（振動数比：1.52：同図(4)）の場

合には、たわみ応答が間欠的にやや大きな応答が見られ、それによりねじれ応答の成長が早くなっていることがわかる。また、風速変動がフラッター振動数の 1.98 倍の場合（同図(5)）には時刻 12 秒以降で応答が発達する現象が観察され、風速変動がフラッター振動数の 2.01 倍の場合（同図(6)）には応答が急激に大きくなっていることがわかる。この応答の急激な成長に着目すると、風速変動振動数が 0.02Hz の場合と類似した傾向を示しているが、振幅比は小さい。時刻 12～14 秒の振幅比を比較すると、同図(1)では約 1.8 から 2.0 程度と複素固有値解析結果の風速 13.2m/s のねじれ分枝の振幅比に近いが、同図(6)では約 1.3～1.4 とフラッター発現風速付近の振幅比に近いことがわかる。また、フラッター振動数の 2 倍付近の風速変動によって生じるたわみ応答のフーリエ解析を実施した。15 秒の波形では振動数分解能が 0.06Hz となるため、分解能を上げるために同一条件で 100 秒計算させて振動数分解能を 0.01Hz とし、たわみ応答のフーリエ解析を実施した。その結果を図-4.4.4 に示す。これより、風速変動振動数が 3.9Hz から 4.0Hz においては、応答の卓越振動数は風速変動振動数の 1/2 であることがわかる。また、応答が発達する領域の周辺にあたる風速変動振動数 3.80Hz, 4.10Hz では風速変動振動数の半分に相当するピークがフラッター振動数の周りに存在することがわかる。周期的な風速変動について、フラッター振動数の 2 倍の風速変動がフラッター応答に影響を及ぼす理由は不明であるが、風速変動によって生じる非定常空気力がフラッター振動数に近い振動数成分を励起することにより応答が大きくなったと考えられる。ただし、この現象は狭周波数域での影響でありフラッター振動数より高い周波数であることを考慮すると、実際の気流中ではこの影響は小さいと判断される。



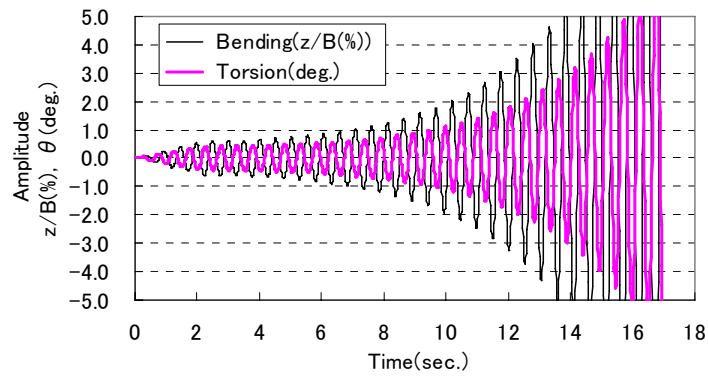
(備考) 風速 12m/s で同一の初期加振を与えた後に、15 秒間自由振動させた時の最大応答を算出し、風速一定時の応答との比をとった。

(a) 解析結果

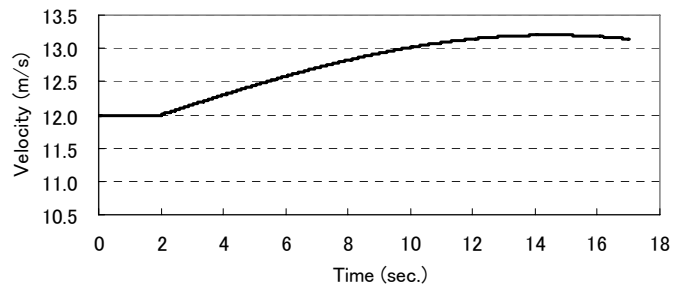


(b) 変動風速の振動数が風速一定時のフラッター振動数の 2 倍近辺の拡大図

図-4.4.2 変動風速の周期とフラッター応答の関係

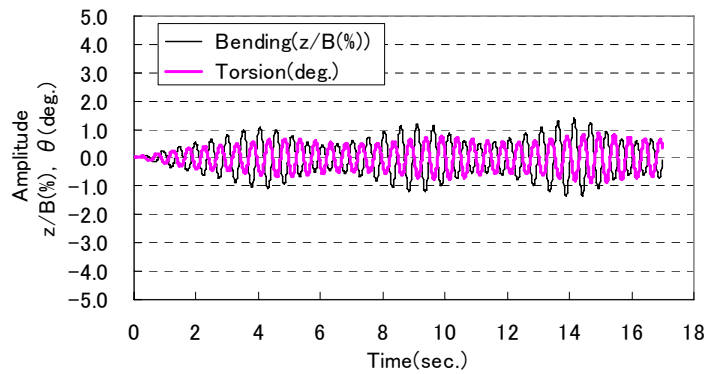


(a) 応答の時刻歴波形

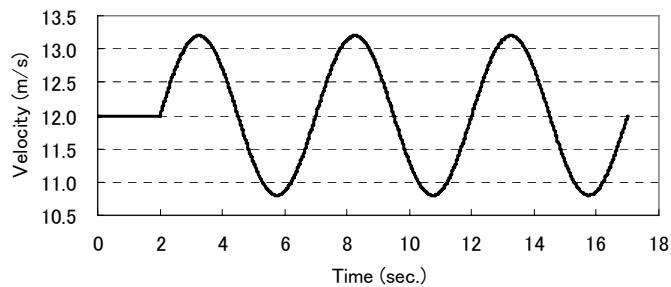


(b) 風速の時刻歴波形

図－4.4.3(1) 周期的な風速変動を与えた時刻歴応答結果
(風速変動振動数 0.02Hz (振動数比 0.01))

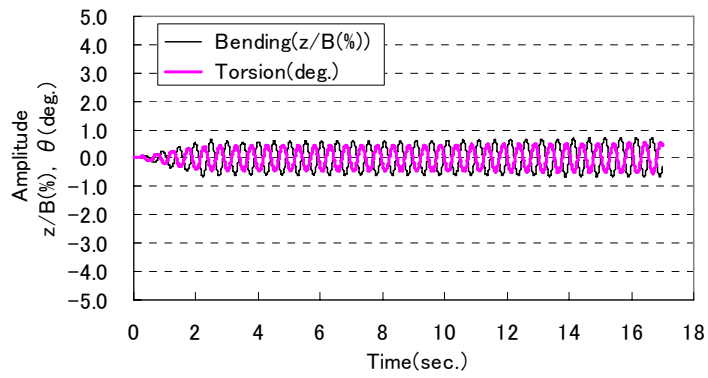


(a) 応答の時刻歴波形

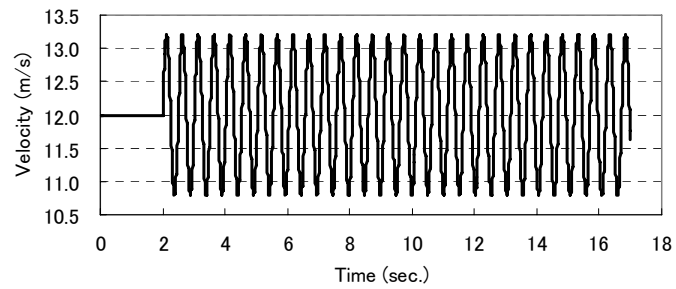


(b) 風速の時刻歴波形

図－4.4.3(2) 周期的風速変動を与えた時刻歴応答結果
(風速変動振動数 0.20Hz (振動数比 0.1))

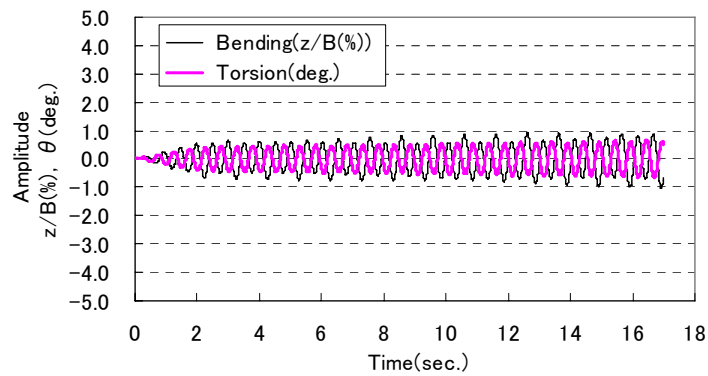


(a) 応答の時刻歴波形

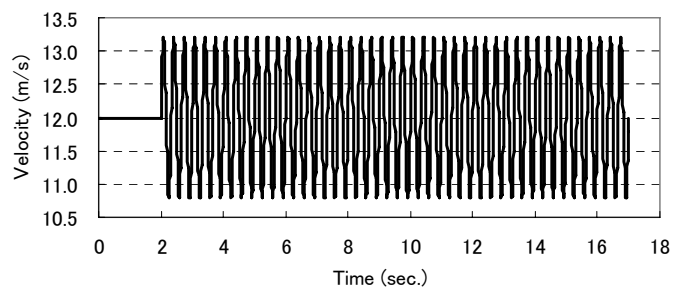


(b) 風速の時刻歴波形

図－4.4.3(3) 周期的風速変動を与えた時刻歴応答結果
(風速変動振動数 1.97Hz (振動数比 1.00))

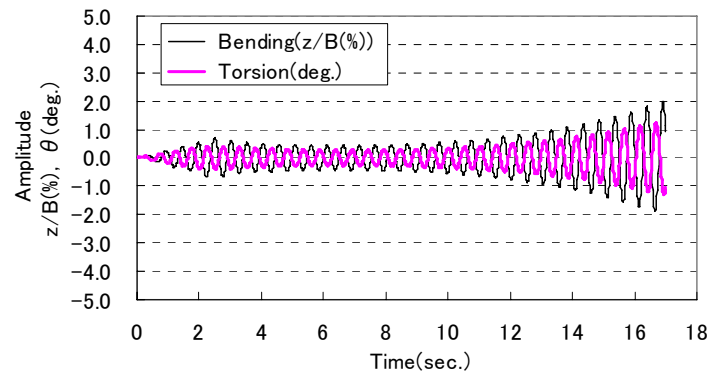


(a) 応答の時刻歴波形

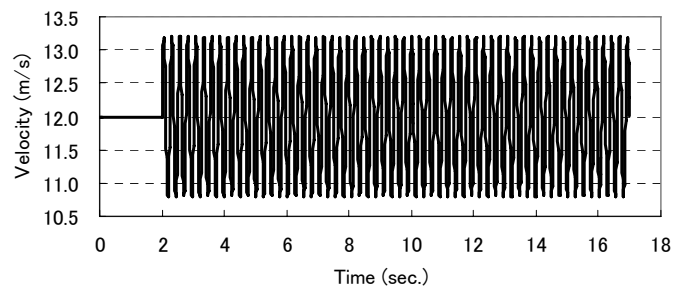


(b) 風速の時刻歴波形

図－4.4.3(4) 周期的風速変動を与えた時刻歴応答結果
(風速変動振動数 3.00Hz (振動数比 1.52))

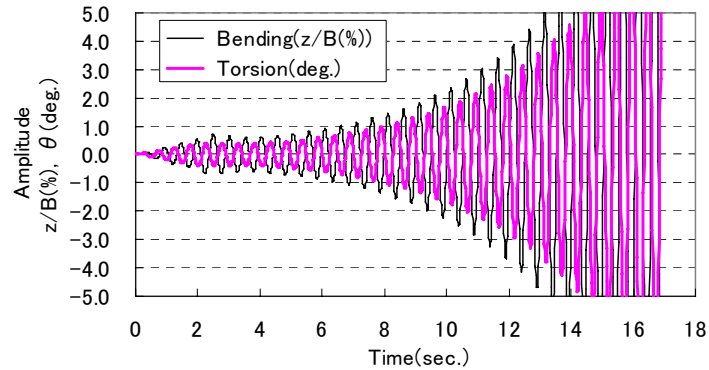


(a) 応答の時刻歴波形

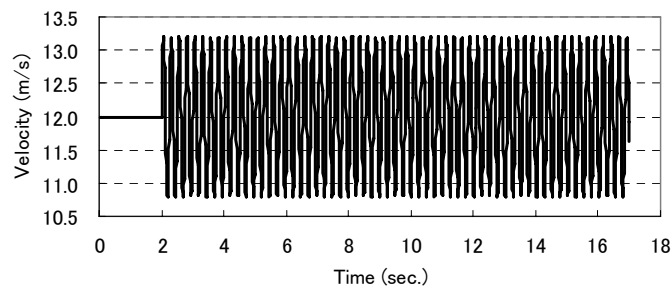


(b) 風速の時刻歴波形

図－4.4.3(5) 周期的風速変動による時刻歴解析結果
(風速変動振動数 3.90Hz (振動数比 : 1.98))

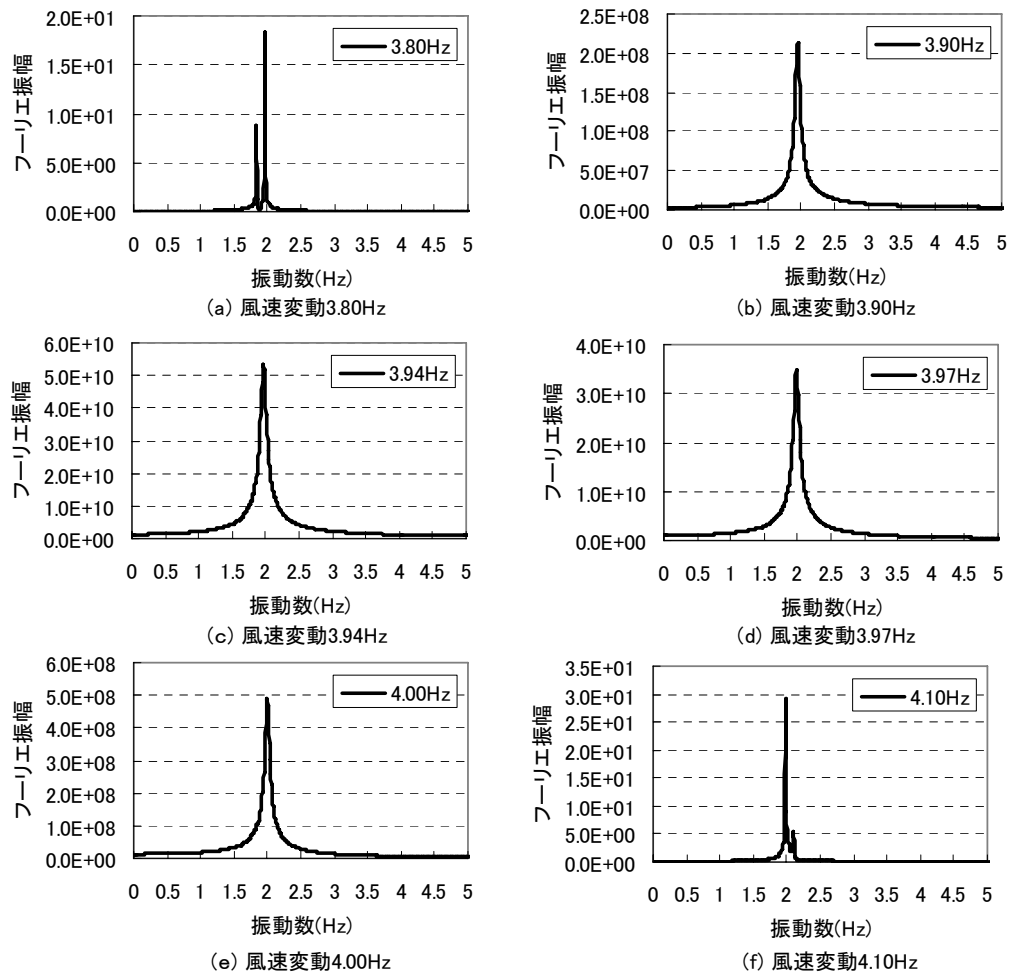


(a) 応答の時刻歴波形

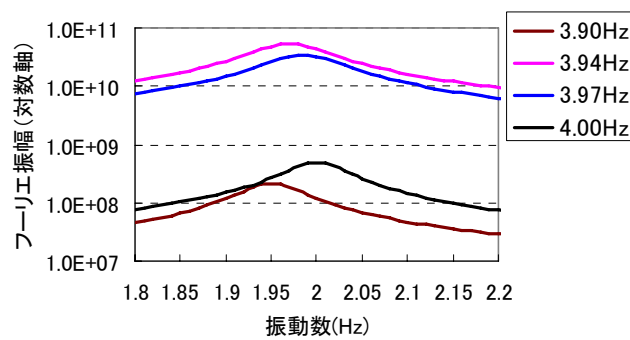


(b) 風速の時刻歴波形

図－4.4.3(6) 周期的風速変動による時刻歴解析結果
(風速変動振動数 3.97Hz (振動数比 : 2.01))



(1) 周期的風速変動がフラッター振動数の2倍近傍のフーリエスペクトル



(2) ピーク付近の比較

図-4.4.4 周期的風速変動を与えた場合のたわみ応答のフーリエ解析結果

4. 4. 3 鉛直ガスト応答の影響

まず，強制外力を 1 波混入させた場合のフラッター応答結果を図－4.4.5(1)(2)に示す．これは時刻 10 秒に鉛直たわみ応答をフラッター振動数 1 周期分（0.5 秒間）強制的に作用させた場合の応答変化であり，同図(1)は鉛直たわみ応答約 5%，(2)は約 3% となるように外力の大きさを調整している．これより，強制的な鉛直たわみ応答の存在によってフラッター応答は大きくなること，強制的な応答が大きいほど応答の発達が早いことがわかる．鉛直たわみ応答が約 5%生じさせた場合には最初の 1 波でねじれ応答は約 3 倍にも成長している．これは，複素固有値解析で得られる定常解としての振幅比に落ち着こうとするために，鉛直たわみ応答の増加に応じてねじれ応答が大きくなったと考えられる．ここで，簡略化した考え方として，「強制的なたわみ応答によって生じた非定常揚力は，定常応答に達した応答により生じる非定常揚力に等しくなる」と仮定すると以下の式が成り立つ．

$$L_{zR} \frac{\Delta z}{B} + L_{zI} \frac{\Delta \dot{z}}{B\omega} = L_{zR} \frac{z_g}{B} + L_{zI} \frac{\dot{z}_g}{B\omega} + L_{\theta R} \theta_g + L_{\theta I} \frac{\dot{\theta}_g}{\omega} \quad (4.9)$$

ここで，

Δz : 強制応答による増分

z_g : 強制外力により発生した鉛直たわみ応答

θ_g : 強制外力により発生したねじれ応答

調和振動であることと空気力の絶対値が等しいとすると以下の様に表される．

$$\sqrt{L_{zR}^2 + L_{zI}^2} \frac{\Delta z}{B} = \sqrt{L_{zR}^2 + L_{zI}^2} \frac{z_g}{B} + \sqrt{L_{\theta R}^2 + L_{\theta I}^2} \theta_g \quad (4.10)$$

さらに，定常解に達している場合には， z_g ， θ_g はある振幅比となることが複素固有値解析結果から得られる．

$$\frac{z_g / B}{\theta_g} = R_{eig} \quad (4.11)$$

これより， θ_g を消去すれば z_g は以下の式で求まる．

$$\frac{z_g}{B} = \frac{\sqrt{L_{zR}^2 + L_{zI}^2} \frac{\Delta z}{B}}{\sqrt{L_{zR}^2 + L_{zI}^2} + \sqrt{L_{\theta R}^2 + L_{\theta I}^2} / R_{eig}} \quad (4.12)$$

上式を用いて、図－4.4.5 の応答変化を概略算定した結果（以下、応答概算値）とその時刻 12 秒（強制応答終了後 1.5 秒，フラッター振動数約 3 周期相当）の時刻 12.5 秒（強制応答終了後 2 秒，フラッター振動数約 4 周期相当）付近の応答の最大値を比較して表－4.4.1 に示す．

表－4.4.1 強制たわみ応答による応答変化の概略計算結果

(1) 応答変化の概略計算結果

No.	初期応答 ① (時刻9秒)			強制応答 増分	応答変化量 ②		応答概算値 ①+②		
	z_i/B (%)	θ_i (deg.)	$(z_i/B)/\theta$	$\Delta z/B$ (%)	z_g/B (%)	θ_g (deg.)	z/B (%)	θ (deg.)	$(z/B)/\theta$
1	0.61	0.46	1.32	4.48	1.60	1.21	2.21	1.67	1.32
2	0.61	0.46	1.32	2.14	0.77	0.58	1.38	1.04	1.33

(備考)時刻10秒から強制応答を1波分だけ与えている．

(2) 時刻歴解析の応答値

No.	時刻歴解析結果 (時刻:12秒)			時刻歴解析結果 (時刻:12.5秒)		
	z/B (%)	θ (deg.)	$(z/B)/\theta$	z/B (%)	θ (deg.)	$(z/B)/\theta$
1	1.77	1.48	1.20	2.01	1.50	1.34
2	1.13	0.93	1.22	1.25	0.94	1.33

これより、応答概算値は時刻歴解析結果より 1 割程度大きい値を示しているが、概ね挙動を表していると判断される．また、定常解における振幅比は表－4.4.1 よりたわみ応答(z/B (%))はねじれ応答 θ (deg.)の 1.32 倍であることがわかるが、時刻歴解析結果の時刻 12 秒の振幅比は小さく、時刻 12.5 秒で概ね定常解に達していると判断される．したがって、鉛直の強制応答によって非定常空気力が発生し、それが非定常空気力の連成項の影響によりねじれ応答を発生させていると言える．また、その影響は強制外力終了後から 4 波後には収まっていると判断できる．

また、強制外力を 3 波混入させた場合のフラッター応答結果を図－4.4.6 に示す．これは鉛直応答が 1 波から 3 波までが同程度の応答であることを想定している．時間変化に着目すると 1 波目の応答変位は同じでありねじれ応答が大きくなっている．こ

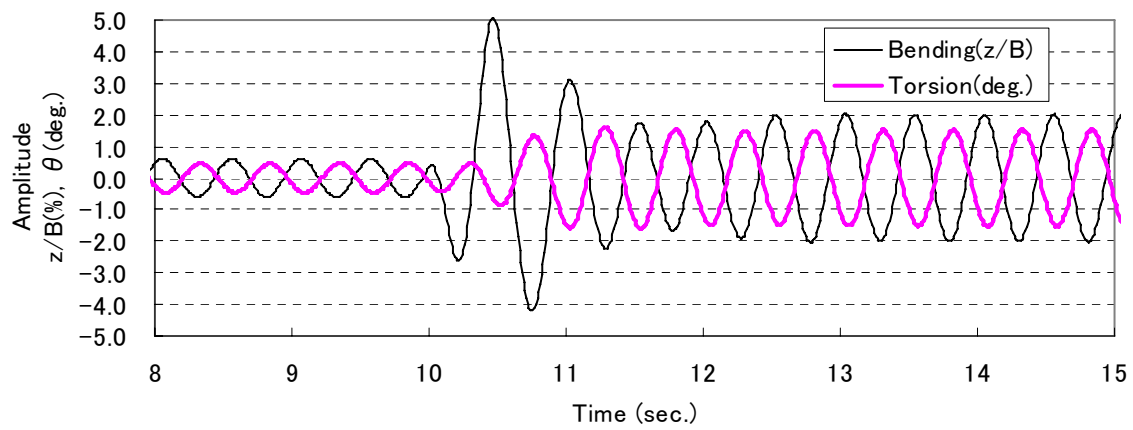
の1波でねじれ応答は約2倍にも成長しており、対数減衰率で表すと $\delta = -0.7$ 程度である。鉛直応答3波の場合には2波以降はねじれの成長はやや鈍化するが成長を続ける。鉛直応答が終了すると、たわみ応答が減少、ねじれ応答が増加して数波後に定常解に落ち着いていることがわかる。したがって、フラッター応答の発達過程では定常解に落ち着こうとして、生じたたわみ応答により作用する非定常空気力係数により、ねじれ応答を励起させていると判断される。

主流風速を12m/sと一定とした中で、 $I_u=4\%$ 、10%を想定して $I_w=2\%$ 、5%の鉛直変動成分によるガスト応答を考慮した時刻歴解析を実施した。応答波形はシミュレートされる鉛直方向の変動風速で変わるため、実施した10ケースの中で応答が大きくなった代表的な2ケース（以下、Case 1, Case 2）の応答波形を図-4.4.7(1)(2)に示す。同一ケースの乱れ強さの違いにおいては、変動風速スペクトルに与えたランダム位相は同じものである。これより、ねじれ振動は時間とともに発達しているが、鉛直ガスト応答の増減に応じてねじれ応答が追従して増減しているように見えること、乱れ強さが大きいと応答の成長が早く、強制外力を与えた検討結果と同じ傾向を示していることがわかる。ねじれ応答が成長する時間については、 $I_w=2\%$ の場合には1deg.成長するのに15秒程度（約30波相当）要している。 $I_w=5\%$ ではCase 2で成長が早く、時刻8秒以降では4波（約2秒）で1deg.成長していることがわかる。この成長が早い部分はねじれ応答が1deg.程度である所に4%程度のたわみ応答が複数波作用したためと判断される。一方、時刻15秒以降では5%程度のたわみ応答が作用しているにもかかわらずねじれ応答が3.5deg.であり、定常解の振幅比に近いことから応答の成長はほとんど見られない。

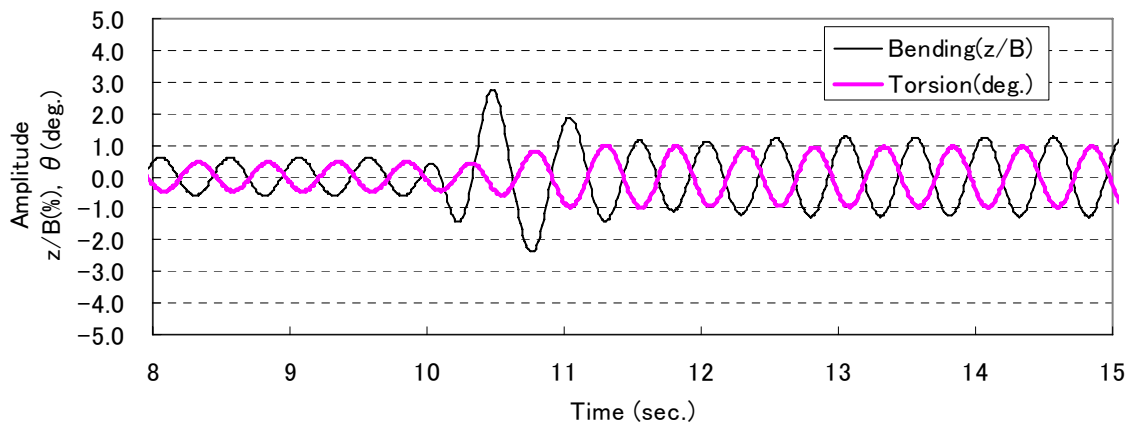
以上より、解析的検討ではあるが、ガスト応答はフラッター応答の発達に影響を及ぼすことが明らかとなった。これは、乱流におけるフラッター応答の発達を議論する場合にはガスト応答の評価は重要であることを示している。

また、本解析結果は空間相関の影響を考慮していないため、変動空気力としては実験結果よりも大きく、定量的に判断する場合には設計上安全側となる。そこで、格子乱流 $I_u=11\%$ 、 $I_w=8.8\%$ のバネ支持試験によって、応答の発達状況を比較した。試験条件は第3章の表-3.4.1のSet Aと同じであり本章の解析条件とほぼ同じであるが、気流条件が異なっている。すなわち、鉛直方向変動風速の乱れ強さは同程度であるが、主流方向の乱れスケール L_x'' は4cmと解析条件よりも小さい（補遺5参照）。鉛直方向

の格子乱流中のバネ支持試験結果として、フラッター発現風速における応答の時刻歴波形を図－4.4.8 に示す。これより、たわみ応答の増減に対応してねじれ応答が増減しており解析結果と同様の傾向を示しているが、応答の発達に要する時間は長く、1deg. 成長に要する時間は 40 秒程度であることがわかる。解析結果と比較すると、たわみ応答の不規則振動の大きさが小さいことから、乱れスケールの影響により応答の発達が小さいと考えられる。ここで、乱れスケールの影響を見るために、同一の鉛直方向変動風速の乱流パラメータを条件として再び時刻歴解析を実施した。この時の変動風速スペクトルに与える位相は、図－4.4.7 の Case 2 と同じである。その結果を図－4.4.9 に示す。これより、図－4.4.7 と比較するとたわみ応答、ねじれ応答は半分程度に小さくなっており、乱れスケールの影響が大きいことがわかる。ねじれ応答が 1deg. 発達するのに要する時間は約 10 秒程度と図－4.4.7(2)と比較すると長くなっているが、バネ支持試験結果と比較すると発達時間が約 1/4 と短い。解析で考慮していない主流方向の変動風速の影響は前項の検討結果から応答を増大させる傾向にあることから、この応答の差は空間相関の影響も大きいと判断できる。今後、ガスト応答を考慮したフラッター解析を実施するためには空間相関の正しい評価が必要とされる。

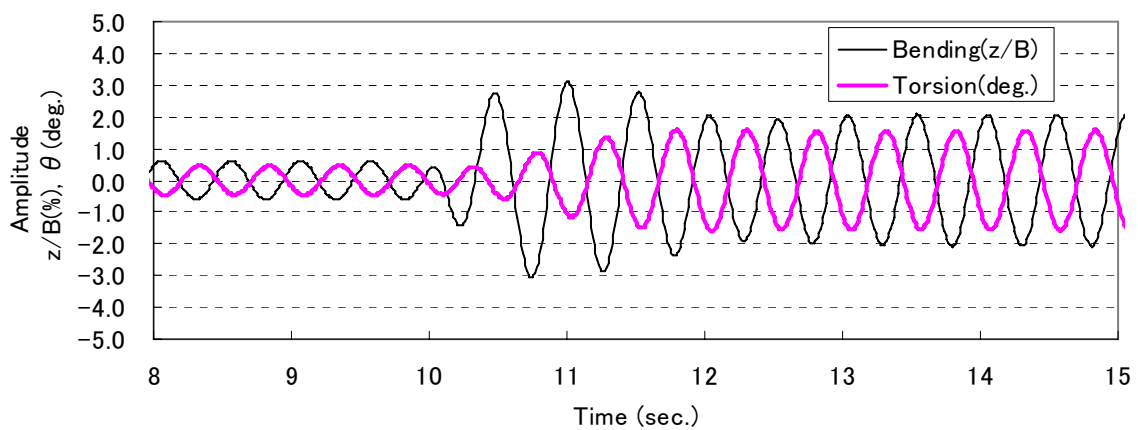


(a) 鉛直応答が5%程度の場合

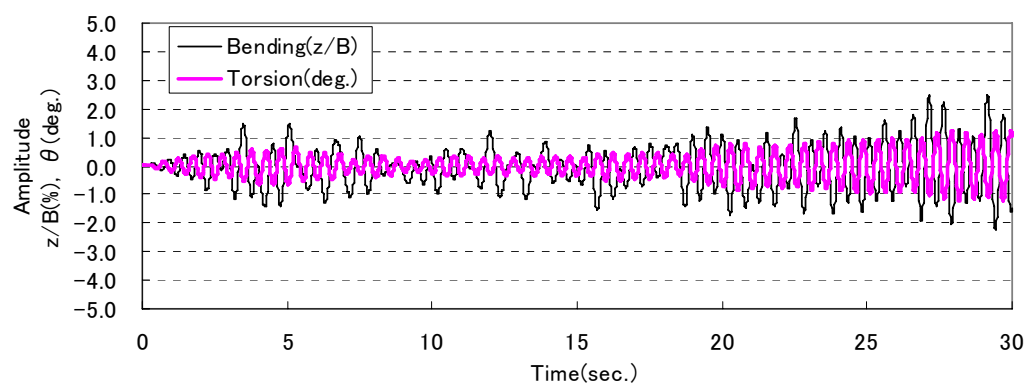


(b) 鉛直応答が3%程度の場合

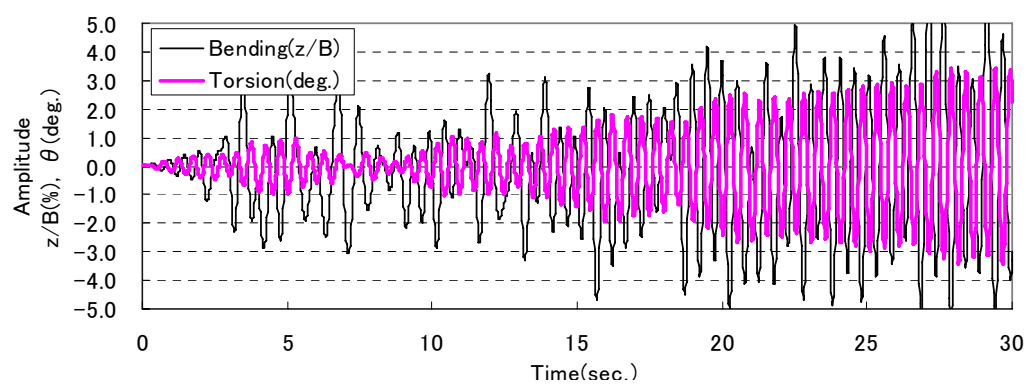
図—4.4.5 強制外力を1波与えた場合のフラッター応答の変化



図—4.4.6 強制外力を3波与えた場合のフラッター応答の変化

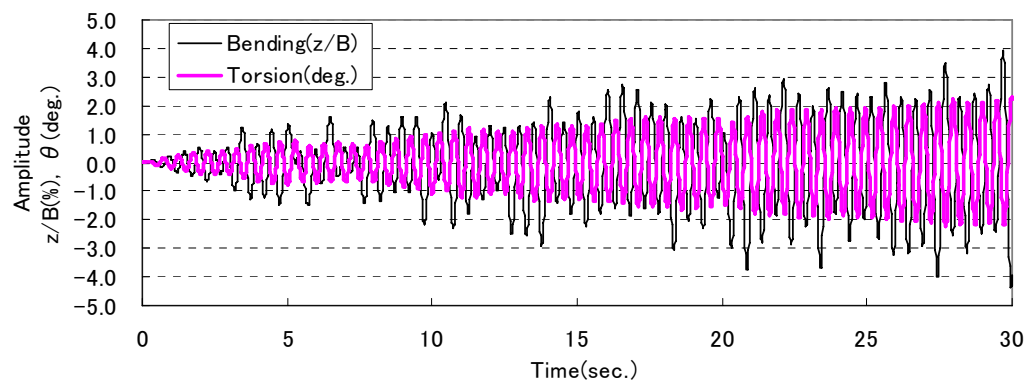


(a) $I_w = 2\%$

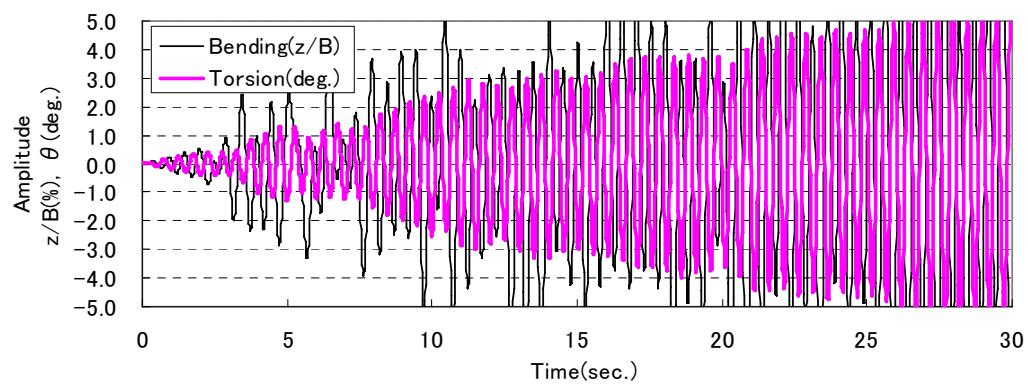


(b) $I_w = 5\%$

図-4.4.7 (1) RFA 法による時刻歴解析結果 (Case 1) ($U=12\text{m/s}$)

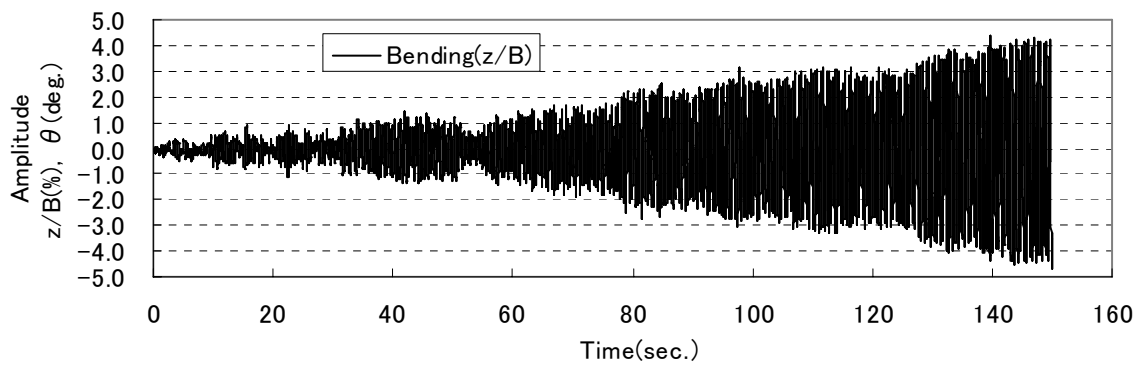


(a) $I_w = 2\%$

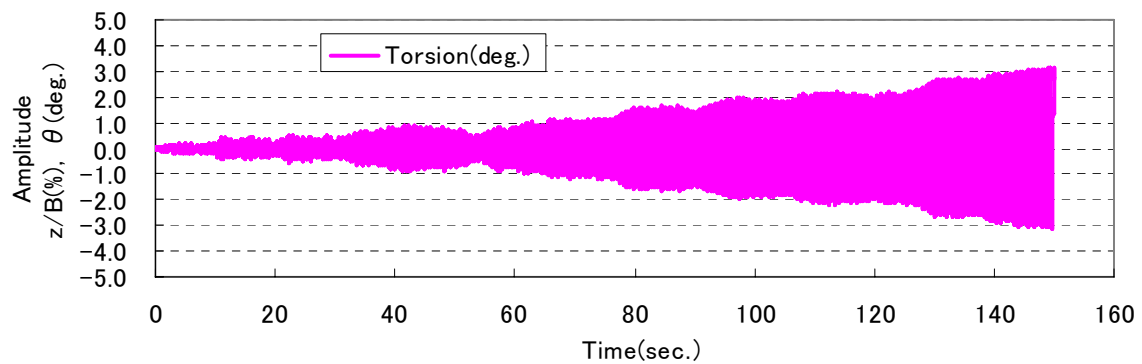


(b) $I_w = 5\%$

図－4.4.7 (2) RFA 法による時刻歴解析結果 (Case2) ($U=12\text{m/s}$)

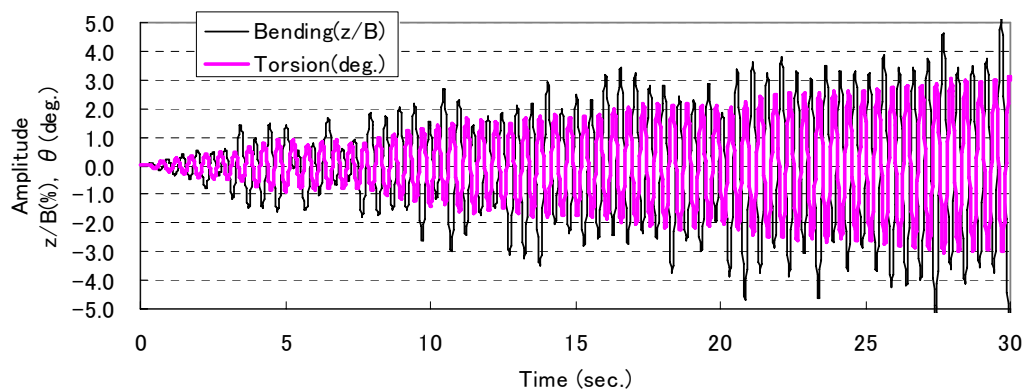


(a) たわみ振動



(b) ねじれ振動

図－4.4.8 バネ支持試験の応答波形 ($I_u=11\%$, $I_w=8.9\%$)



図－4.4.9 RFA 法による時刻歴解析結果 (Case2 条件変更)

(バネ支持試験の鉛直方向変動風速と同じ場合)

$I_w=8.9\%$, 乱れスケール $L_x^w=4\text{cm}$: $U=12\text{m/s}$)

4. 5 フラッター照査風速に関する考察

現行の橋梁の耐風設計では、フラッター照査風速は、設計基準風速に安全率 1.2 を設け、さらにフラッターが発達するまでの時間（フラッター評価時間）内の風速変動に係る補正係数 μ_F を乗じて算出する。補正係数 μ_F については、4.2.1 で述べたように、最大風速が表記される 10 分間に対して、その評価時間中の最大期待値を考えた係数として算出され、「10 分間の風速波形を母集団とした時の最大値（極大値の最大値）」で定義されている。一方、性能照査型設計を視野に入れた場合、ある不確定事象に起因する安全率は個々に求める必要がある。風速変動に係る係数として μ_F を導入する場合、ある時間のその風速値が継続する事が必要であることを考慮して定めた値であるならば、発達に必要な時間（フラッター評価時間）における最大風速期待値との比で定義するよりも、ある風速の閾値を設定してその評価時間 τ の間で風速の閾値を上回ると考えた方が物理的な現象に対応していると判断される。また、フラッター照査風速が生起するのは耐用年数中に 1 回と見なしていることから、10 分間の風速波形が 1 回のみ生起すると見なした場合の継続時間 τ の期待値は 10 分間の風速波形を母集団とした時の平均値と見なす方が妥当であると判断される。

ここでは風速変動に関わる 2 次元翼断面のフラッター応答検討結果を基にして、一箱桁断面のフラッター照査風速の設定方法について議論する。

4. 5. 1 フラッター評価時間

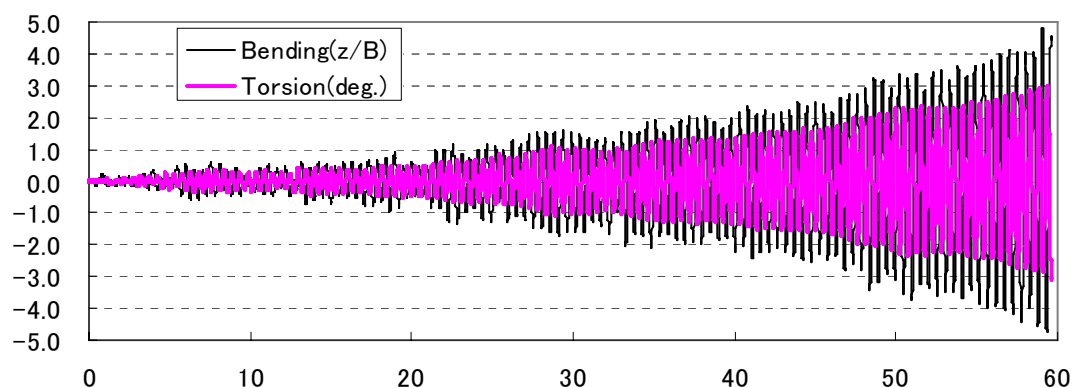
本四基準(2001)¹¹⁾では、フラッター評価時間はねじれの無風時固有振動数の 5 倍として定義されているが、フラッター振動数はそれよりも低いことからフラッター応答に換算すると 5 波未満になる。フラッター評価時間は構造物に悪影響を与える振幅（例えば降伏に達する振幅）を設定し、その振幅に至るまでの時間で定義されるべきである。この設計振幅は、構造形式、設計者の思想によっても異なるが、フラッター発現風速の定義は発生振幅が 1deg.を超える最低の風速であるから、一般にはねじれで少なくとも 3deg.以上と判断される。また、この振幅はガスト応答についても適用されるべき数値であるから、予測されるガスト応答の最大値もこの振幅を超えてはいけなと考えるのが妥当であろう。今回の検討結果からは、ガスト応答によりフラッター応答の発達時間が短くなる傾向は見られるもののフラッター応答が瞬時にガスト応答

を上回ることがないこと、大きな鉛直ガスト応答が生じた場合にフラッター応答に影響を及ぼす時間もフラッター応答の 4 波程度であることが明らかとなっている。さらに、今回実施した時刻歴解析結果では $I_u=10\%$ とした場合には振幅 1deg. から 2deg. まで成長する時間は 5 波以上であった。この結果は空間相関を考慮しておらず実際の現象よりも大きな応答であり、今回検討した結果によれば振幅 1deg. から 2deg. まで成長する時間は、時刻歴解析結果はバネ支持試験結果の約 1/4 であった。この解析結果だけで一般性を述べることは難しいが、少なくともフラッター評価時間は応答振動数の 10 波としても大きな問題は生じないと判断される。

一方、長い風速変動周期の影響による風速増加の効果については、変動風速の持続時間と関係、構造形式の風速－減衰の関係からリンクすることから一般的な評価はさらに難しくなる。翼断面の風速－減衰の関係から考えると、発現風速の 10% 増加した場合には負減衰は $\delta = -0.14$ と負に大きく、この増加した風速が吹き続けた場合には振幅の成長は 5 波で 2.0 倍、10 波で 4.1 倍と発達は急激であり、風速の急激な変化でもフラッター応答の 1～2 波の時間が継続すれば変化後の風速の定常振動に達することを考慮すれば、風速の増速の影響は大きい。しかしながら、この計算は極めて設計上安全側に与えた計算値であり、フラッター応答振幅が有意な振幅（例えば 1deg.）に到達した以降の時間で考えると悪影響を与える振幅まで 10 波以内で到達する可能性はあるものの、バネ支持試験結果におけるフラッター発現風速時の時刻歴波形を見ると、有意な振幅に至るまでの時間は長い。さらに、フラッター発現風速を超過した場合の例として、表－4.3.1 とほぼ同じ条件で格子乱流 11%（気流特性は補遺 5 参照）のバネ支持試験結果において算定されたフラッター発現風速から 0.3m/s（約 2～3%）超過した場合の応答波形を図－4.5.1 に示す。これより、1deg. から 2deg. に成長する時間は 20 秒（約 40 波）、1deg. に達する振幅は 30 秒（約 60 波）となっており、フラッター発現風速付近の応答である図－4.4.8 と比較するとフラッター応答の発達時間は約 1/2 と短くなっているが、この場合でもフラッター評価時間を応答振動数の 10 波以上にとっても大きな問題は生じないことがわかる。本考察は翼断面の解析結果に限ったものであるため一般的とは言えないが、類似の非定常空気力特性を持つ一箱桁断面であれば同様の傾向になると判断される。

以上より、翼断面と類似の非定常空気力特性を持つ一箱桁断面においては、フラッター評価時間は少なくともフラッター振動数の 10 倍、すなわち現行の評価時間を 2

倍としても大きな問題は生じないと判断される。フラッター評価時間を 2 倍とした場合にフラッター照査風速に与える影響については次項で述べる。

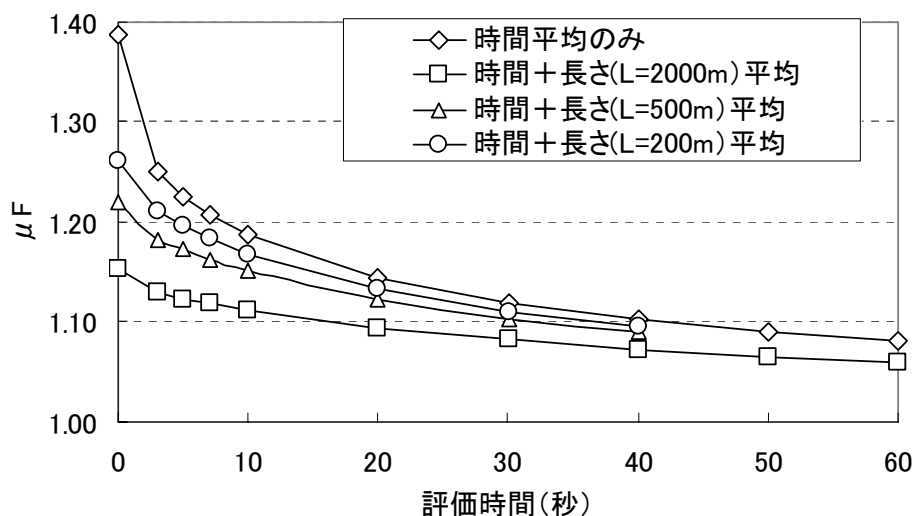


図－4.5.1 フラッター発現風速を超えたバネ支持試験結果の一例
(格子乱流： $I_u=11\%$)

4. 5. 2 風速変動に係る補正係数

明石海峡大橋の場合を例にとりて、風速変動に係る補正係数 μ_F を議論する。明石海峡大橋の事例を例にとった理由は、計算過程が知られていることによる²⁴⁾。

まず、フラッター評価時間を変更した場合の風速変動に係る補正係数 μ_F の計算結果を図－4.5.2 に示す。計算方法は 4.2.1 項の(4.3)式にしたがっているが、時間平均のみ考慮した場合、橋長を代表的な 3 ケース (200m, 500m, 2000m) とした場合の風速変動に係る補正係数を算出した。これより、時間平均のみのスペクトルで計算した場合には、評価時間が 10 秒までの μ_F の変化が大きいこと、評価時間が 30 秒以上の場合は μ_F は漸減するものの大きく変わらないことがわかる。また、橋長で平均化した場合には橋長が大きい場合には評価時間の影響は小さくなっている。これは、現行の照査方法においては、明石海峡大橋のように支間長が長く固有周期の長い構造物ではフラッター評価時間がフラッター照査風速の決定に与える影響は小さくなく、支間が比較的短く固有周期が短い構造物の方がその影響は大きくなることを示している。したがって、現行の設計法では、少数主桁橋などの比較的短支間でフラッターが議論される橋梁におけるフラッター評価時間の設定が耐風設計上重要と判断される。



図－4.5.2 評価時間と風速変動に係る補正係数 μ_F の関係

さらに，風速変動に係る補正係数 μ_F の算定方法について考える．フラッター照査風速が生起するのは耐用年数中に 1 回であることから，10 分間の風速波形が 1 回のみ生起すると見なした場合の継続時間 τ の期待値は 10 分間の風速波形を母集団とした時の平均値と考え，平均値と最大値がどの程度異なっているかを検討した．すなわち，継続時間の確率分布を考えてその平均値と最大値がどの程度違うかをモンテカルロシミュレーションにより検討した．ここでは，空間的には平均化しないため，現行手法との比較は空間に平均しない場合の μ_F を用いる．明石海峡大橋において，空間的に平均しない場合は $\mu_F = 1.12$ である．この場合，モンテカルロシミュレーションで得られる最大値が現行の計算結果と一致するはずである．

風速継続時間の確率分布とシミュレーション上の最大値を算定した．具体的な算出方法は以下の手順とした．

- 1) 与えられた変動風速スペクトル（日野スペクトル）より，10 分間の変動風速の時刻歴波形を生成する．
- 2) 得られた波形より，風速閾値を設定し，風速閾値を超える時間をカウントする．
1 つの時刻歴波形の中で，ある風速閾値の中で最大の継続時間をもってその風速閾値の継続時間とみなす．

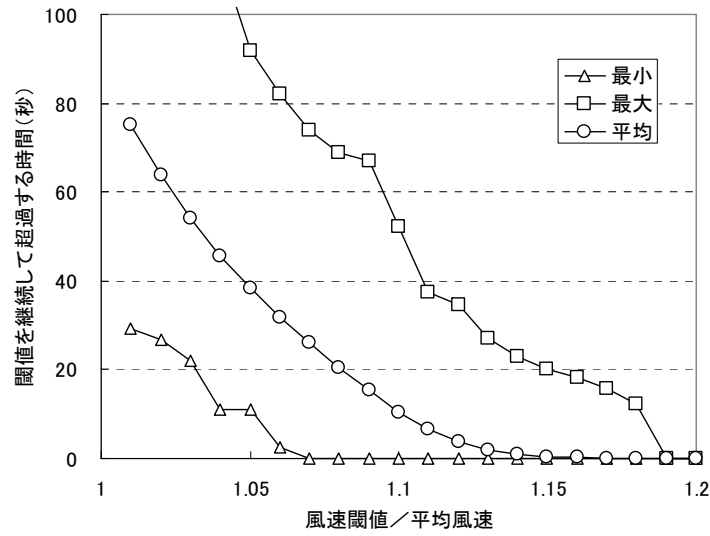
- 3) 上記の手順を色々な波形を生成して実行する．その後，風速閾値とその風速閾値を越える継続時間の関係を算出し，風速閾値における継続時間分布を算定する．波形の数は，母集団として認められうる最小値として $N=1,000$ とし，波形生成にあたっては，変動風速スペクトルの位相を一様乱数で発生させて与えた（補遺 6 参照）．

ここでは，現行の計算方法と比較するために，明石海峡大橋の計算と同じく継続時間 30 秒より長い周期の成分の変動風速スペクトルを用いて上記手順で計算した場合（以下，Case A）の風速閾値と風速継続時間の関係を図-4.5.3 に示す．これより，閾値を継続して超過する時間が 30 秒となる風速閾値の最大値は平均風速の 1.12～1.13 倍と現行の計算方法とほぼ一致しており，本シミュレーションによる方法は概ね妥当であると判断される．また，この時の風速閾値の平均値は平均風速の 1.06～1.07 倍であり，最大値よりも約 5% 小さいことがわかる．この違いは小さくない．また，フラッター評価時間を 10 波分として 60 秒として考えた場合には，最大値では風速閾値は平均風速の 1.1 倍，平均値は 1.02 倍とその差は 8% まで大きくなる．これは，評価時間を 60 秒としたために，変動風速スペクトルにおける評価時間 60 秒以下の変動成分の影響で平均的な持続時間が低下したと判断される．

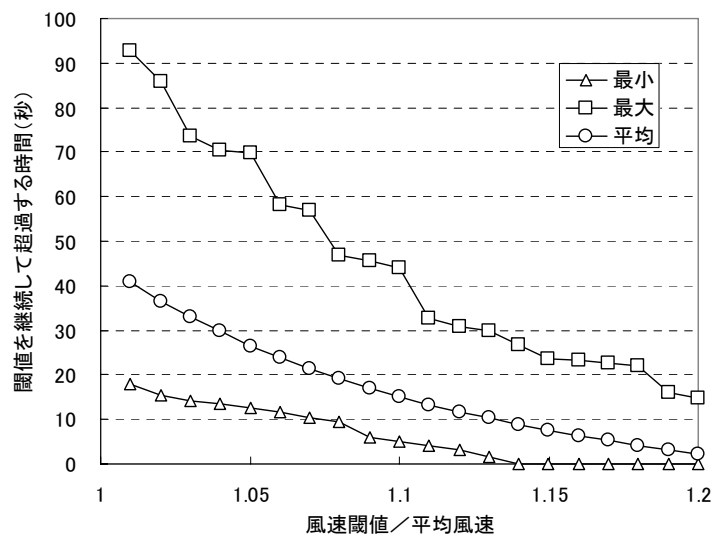
変動風速スペクトルの影響を見るために，フラッター応答に影響の小さいねじれ振動数以上の風速変動を無視した，すなわちねじれの固有周期（継続時間 6 秒）より長い周期の成分の変動風速スペクトルを用いた場合（以下，Case B）の計算結果を図-4.5.4 に示す．これより，最大値に着目した場合には，閾値を継続して超過する時間が 40 秒までは Case A と概ね同じ値であることがわかる．一方，平均値に着目すると Case A よりも小さく，継続して超過する時間が 30 秒となる風速閾値は平均風速の 1.04 倍と Case A よりも約 4% 小さくなる．したがって，本シミュレーションによって平均値により評価する場合には，評価時間に合った変動風速スペクトルを用いる必要があり，特に変動風速スペクトルで考慮する周期が，評価する継続時間よりも短い場合には過小評価することになることに注意を要する．

以上，フラッター照査風速の風速変動に係る補正係数について考察した．現行の算定方法は設計上簡便であるが，物理的意味を考えると設計上安全側であり，その程度は明石海峡大橋の事例で考えると約 5% であることが示された．また，フラッター評

価時間も現行の設計上は安全側であると判断されているが、明石海峡大橋のような長支間で長周期の構造物では大きな影響を与えていないことがわかった。逆に短支間で短周期の構造物、すなわち評価時間が短いものに対しては重要であり、評価時間を大きくすることは風速の変動周期の長い部分の特性の評価が重要となる。現行のフラッター照査風速の算定方法においても、安全率の 1.2 の内訳は必ずしも明らかではない。今後は、風洞実験、フラッター解析などのフラッター評価方法をもとに、実験精度、解析精度、インフラ重要度としての安全係数を決定する方向が望まれる。



図－4.5.3 モンテカルロシミュレーションによる風速閾値と継続時間の関係
(継続時間 30 秒以上の風速変動を考慮した場合：Case A)



図－4.5.4 モンテカルロシミュレーションによる風速の閾値と継続時間の関係
(ねじれ固有周期以上の風速変動を考慮した場合：Case B)

4. 6 まとめ

非定常空気力係数の有理関数近似による時刻歴解析，部分的に格子乱流中のバネ支持試験を用いて，二次元翼断面を対象とした変動風速下のフラッター応答とその評価方法に関する考察を行なった．得られた知見は以下の通りである．

- (1) 風速変動については，急激な風速変動は短時間であれば大きな影響は与えない．継続時間がフラッター振動数の1周期以上の場合では，定常解とほぼ同じ応答となり，2周期以上継続すれば定常解にほぼ等しくなる．
- (2) 風速変動の周期はフラッター振動数以下の風速変動が応答に支配的であり，周期が遅ければ負減衰となる時間が長くなりフラッター応答の発達も早い．今回の計算条件では，応答値が風速一定時の2倍以上となる風速変動の振動数はフラッター振動数の1/10以下であった．一方，フラッター振動数以上の風速変動ではフラッター振動数の2倍の変動周期で応答が大きくなった．これは風速変動により生起される非定常空気力の周波数成分が風速変動の1/2であるために生じていると判断されるがその詳細は明らかではない．ただし，狭周波数域の範囲であるため，実際の気流ではこの影響は小さい．
- (3) 鉛直ガスト応答を不規則な強制外力として考慮した場合には，強制変位により生じる非定常空気力によってフラッター応答の発達に影響を及ぼす．影響の程度はガスト応答の大きさに依存するが，大きなガスト応答ほど発達は早くなる傾向にある．大きなガスト応答が連続する場合には最初のガスト応答の影響が大きく，2波目以降の影響は小さい．
- (4) 現行のフラッター評価時間，風速変動に係る補正係数 μ_F については，設計上安全側であると判断される．本検討結果からは，フラッター評価時間は少なくともフラッター振動数の10倍としても問題は生じないと判断される．評価時間の違いが風速変動に係る補正係数 μ_F に与える影響は，短支間，短周期の構造物に大きく，長周期構造物への影響は小さい．また，風速変動に係る補正係数 μ_F は，明石海峡大橋の事例を例にとると，照査風速が耐用年数に1回だけ生起すると考えた場合には5%小さくなる．

【参考文献】

- 1) 松本勝, 白石成人, 白土博通, 平井滋登, 伊藤裕一, 重高浩一: H 型断面柱のねじれフラッター特性に関する研究, 第 11 回風工学シンポジウム論文集, pp.251-256, 1990.
- 2) Lin, Y.K.: Motion of Suspension Bridges in Turbulent Winds, Journal of Engineering Mechanic Division, ASCE, Vol.105, EM6, pp.921-932, 1979.
- 3) Scanlan, R.H.: Amplitude and Turbulence Effects on Bridge Flutter Derivatives, Journal of Str. Engrg., ASCE, Vol.123, No.2, pp.232-236, 1997.
- 4) 勝地弘, 北川信: 乱流中の風速変動が長大橋のフラッター限界風速に及ぼす影響, 土木学会論文集, No.619/I-47, pp.59-66, 1999.4.
- 5) 保田雅彦, 鈴木周一, 勝地弘: 明石海峡大橋大型風洞試験 (一様流試験結果), 本四技報, Vol.17, No.67, pp.2-9, 1993.
- 6) 北川信, 鈴木周一, 勝地弘: 明石海峡大橋大型風洞試験の乱流試験結果 (第一報), 本四技報, Vol.17, No.68, pp.9-15, 1993.
- 7) 上島秀作, 松田和俊, 杉本高志: 乱流における橋桁の非定常空気力特性, 土木学会第 55 回年次学術講演会, I-B50, 平成 12 年 9 月.
- 8) 畑中章秀, 田中洋: 構造基本断面の非定常空気力に及ぼす乱流効果, 構造工学論文集 Vol.49A, pp.653-660, 2003 年 3 月.
- 9) 本州四国連絡橋公団: 本州四国連絡橋耐風設計基準 (1976) 同解説, 1976 年 3 月.
- 10) 本州四国連絡橋公団: 明石海峡大橋耐風設計要領・同解説, p.10, 平成 2 年 2 月.
- 11) 本州四国連絡橋公団: 本州四国連絡橋耐風設計基準(2001)・同解説, 2001 年 8 月.
- 12) 日本道路協会: 道路橋耐風設計便覧, 平成 3 年 9 月.
- 13) 日野幹雄: 瞬間最大値と評価時間の関係 - とくに突風率について, 土木学会論文集第 117 号, pp.23-33, 1965.5.
- 14) 勝地弘: 長大橋耐風設計における風速変動効果の合理的評価に関する研究, 横浜国立大学工学博士学位論文, 1999.
- 15) 遠山直樹, 山田郁夫, 楠原栄樹: 長大橋動態観測データの分析, 第 19 回風工学シンポジウム論文集, pp.495-500, 2006 年 11 月.
- 16) 御嶽讓, 木村真二, 山本泰幹, 山田均, 村上琢哉: 首都高速晴海線東雲運河渡河橋梁の耐風性評価, 土木学会第 62 回年次学術講演会, I-157, pp.313-314,

平成 19 年 9 月.

- 17) 鷺津久一郎：空力弾性学，共立出版株式会社，1957.11.
- 18) Y.C.Fung: An Introduction to the Theory of Aeroelasticity: John Wiley & Sons.
- 19) Shinozuka, M; Digital simulation of random processes in engineering mechanics with the aid of FFT technique, Stochastic Problems in Mechanics, University of Waterloo Press, pp.277-286, 1974.
- 20) 白土博通，松本勝：鉛直変動気流中の物体表面圧力とガスト空気力の時間空間変動特性に関する実験的研究，土木学会論文集，Vol.62， pp.669－680， 2006.
- 21) Do Bao Van，松本勝，白土博通，古川拓郎，Le Thai Hoa，角倉佑哉：二次元構造断面に作用するガスト空気力の空間相関の評価に関する研究，土木学会第 62 回 年次学術講演会，I-177， pp.353-354， 平成 19 年 9 月.
- 22) ESDU： Characteristics of Atmospheric Turbulence Near the Ground, ESDU Item umber 74031, Engineering Science Data Unit Ltd. , 1974.
- 23) 塩谷正雄：強風の性質，開発社，1979.5.
- 24) 勝地弘，宮田利雄，山田均；長大橋耐風設計におけるフラッター・バフエティン グに対する安全性，構造工学論文集 Vol.46A， p.361-370， 2000 年 3 月.

第5章 結論と今後の課題

5. 1 結論

本研究では，橋梁一箱桁断面を対象として，フラッター評価手法に関する検討を行った．フラッター評価手法として，強制加振法による非定常空気力試験，フラッター解析手法について検討した．さらに，風速変動がフラッター応答に与える影響を検討し，現行のフラッター照査風速の設定方法について考察した．以下に得られた知見を述べる．

【強制加振法による非定常空気力試験方法】

- ・ 慣性力を除去する方法として，汎用の16ビットA/D変換機，ロードセルを用いて，無風時の時系列波形をあらかじめデジタル波形で取得し，有風時の時系列波形から無風時の時系列波形をコンピュータ内で直接減算する方法（デジタル除去方式）を検討した．その結果，本方法を用いても翼断面理論値と良い一致が得られた．したがって，本方式でも十分な測定精度を有していると判断できる．
- ・ 迎角設定時の鉛直たわみ加振の加振方向差による非定常空気力係数の違いは認められるが，急激な三分力係数の変化が生じる失速角までの範囲であれば大きくない．抗力成分は水平方向加振成分による準定常空気力の影響が大きい．定性的には概ね準定常空気力，静的三分力係数の迎角特性の変化から説明できるものの，相対迎角の違いは小さい．
- ・ フラッター解析結果へ及ぼす影響は，急激な三分力係数の変化が生じる失速角までの範囲であれば大きくないと判断される．

以上，一箱桁断面では，有風時の時系列波形から無風時の時系列波形をコンピュータ内で直接減算する方法で慣性力を除去しても十分な精度を有すること，急激な三分力係数の変化が生じる失速角までの範囲であればたわみ加振方向差の影響は大きくなく，簡易的な計測方法を用いても計測精度の面では大きな問題がないことが明らかとなった．

【フラッター解析手法】

- ・ 複素固有値による解析手法には、従来法（振動数繰返し法）、加速度表記法、有理関数近似（RFA 法）による方法が提案されているが、フラッター発現風速前後において加速度表記法は減衰が異なる場合がある。従来法と有理関数近似による手法は概ね同じ解となるが、風速の高い領域において従来法では重根となり振動数がゼロになる場合があり、その場合は各解析手法ともに異なる解となる。これは、バネ支持試験の加振波形と RFA 法による時刻歴解析結果から減衰の大きいねじれ分枝であると判断される。振動系としては存在するがバネ支持の自由振動には現れてこないため、応答変化を解析的に検討する場合には大きな影響はないと判断される。
- ・ 有理関数近似モデル（RFA 法）による時刻歴解析手法は、強制加振応答と自由振動応答、分枝のスイッチングなど応答の時間変化を概ね表現できる。これは、非定常空気力の連成項を介してたわみ応答とねじれ応答が時間的に変化する現象が時刻歴解析でも表現可能であることを示している。
- ・ 有理関数近似モデル（RFA 法）による時刻歴解析手法は、風速変動、ガスト応答などの強制外力の時間変化による応答変化の検討に優位性があると判断される。非定常空気力を介して時間的に応答変動する現象については表現できるものの、簡便さ、非定常空気力係数の寄与度把握の面から考えると Step-by-Step 法の方が優れていると判断される。

【風速変動下におけるフラッター応答】

- ・ 風速変動については、急激な風速変動は短時間であれば大きな影響は与えない。継続時間がフラッター振動数の 1 周期以上の場合では、定常解とほぼ同じ応答となり、2 周期以上継続すれば定常解にほぼ等しくなる。
- ・ 風速変動の周期はフラッター振動数以下の風速変動が応答に支配的であり、周期が遅ければ負減衰となる時間が長くなりフラッター応答の発達も早い。今回の計算条件では、応答値が風速一定時の 2 倍となる風速変動の振動数はフラッター振動数の約 1/10 以下であった。
- ・ フラッター振動数以上の風速変動ではフラッター振動数の 2 倍の変動周期で応答

が大きくなる．これは風速変動により生起される非定常空気力の周波数成分が風速変動の $1/2$ であるために生じていると判断されるが詳細は明らかではない．ただし，狭周波数域の範囲であるため，実際の気流ではこの影響は小さい．

- 鉛直ガスト応答を不規則な強制外力として考慮した場合には，強制変位により生じる非定常空気力によってフラッター応答の発達に影響を及ぼす．影響の程度はガスト応答の大きさに依存するが，大きなガスト応答ほど発達は早くなる傾向にある．大きなガスト応答が連続する場合には最初のガスト応答の影響が大きく，2 波目以降の影響は小さい．
- 現行の橋梁のフラッター照査風速に用いられるフラッター評価時間，風速変動に係る補正係数 μ_F については，設計上安全側であると判断される．本研究で得られた結果からは，フラッター評価時間は少なくともフラッター振動数の 10 倍としても問題は生じないと判断される．評価時間の違いが変動風速に係る補正係数 μ_F に与える影響は，短支間，短周期の構造物に大きく，長周期構造物への影響は小さい．また，風速変動に係る補正係数 μ_F は，明石海峡大橋の事例を例にとると，照査風速が耐用年数に 1 回だけ生起すると考えた場合には，同一フラッター評価時間でも 5% 小さくなる．

5. 2 今後の課題

今後の課題について下記に示す.

- (1) 強制加振法による非定常空気力試験の更なる合理化を目指すものとして, 数値流体解析の活用が考えられる. 数値流体解析により非定常空気力係数が算定できれば, 調和振動下のみならず一般振動状態の非定常空気力係数の同定が簡便に実施できる.
- (2) 有理関数近似を用いたフラッター解析手法について, バネ支持試験と定量的に合わなかった理由とその対策を検討する必要がある.
- (3) 変動風速下におけるフラッター応答変化については, 著者が使用可能な実験装置の性能上の問題から実施できなかった. 今回の解析で得られた急激に風速変動を与えた場合, 周期的に変動風速を与えた場合のフラッター応答変化については実験的な検証が必要である.
- (4) 暴風時の気流特性を調査, 検討し, フラッター発現風速の照査方法に反映する必要がある.
- (5) ガスト応答がフラッター応答に及ぼす影響を定量的に評価するためには, ガスト応答解析の精緻化として空間相関評価を検討する必要がある.
- (6) 現行のフラッター照査風速に用いられる安全率 1.2 の内訳を明確にして, 将来の性能照査型設計に対応する必要がある. すなわち, 風洞実験, フラッター解析, ガスト応答解析などのフラッター評価方法, ガスト応答評価手法をもとに, 実験精度, 解析精度, インフラ重要度としての安全係数を決定する方向が望まれる.

謝 辞

本論文を完成するにあたり，多くの方々から御指導と御助言を賜りましたことに感謝の意を表します．

京都大学大学院工学研究科 松本 勝教授には，学生時代から公私にわたり終始懇切な御指導と暖かい御鞭撻を賜りました．今回，本論文を作成する機会を与えていただき，論文遂行と論文とりまとめに至るまで，研究に対する姿勢，幅広い視野からの深い考察をはじめ，格別の御助言，御助力を頂きました．さらに，橋梁工学，風工学に限らず，基礎学問から橋梁設計の最新知見に至るまでの数々のご教示が，著者の刺激となるとともに本論文を作成する上での貴重な資料となりました．ここに記して深甚なる感謝の意を表します．

また，本論文に対し，京都大学大学院工学研究科 稲室隆二教授，田村 武教授，宮川豊章教授には，論文をとりまとめる際に貴重な御意見をいただき，また論文審査の際にはお忙しい時間を割いていただきました．ここに記して深く御礼申し上げます．

京都大学大学院工学研究科 白土博通准教授には，変動風の評価手法などの御指導のみならず，折りにふれて様々な視点から有益な御意見，御助言を頂きました．深く感謝を申し上げます．

京都大学大学院工学研究科 八木知己助教には，風洞試験方法，フラッター解析に関する素朴な疑問に関して快く応じて頂き，的確なご助言を頂きました．厚くお礼申し上げます．

高知工科大学社会システム工学科 藤澤伸光教授には，著者が日本鋼管株式会社入社時にフラッター解析手法の基本的な考え方をご教授頂きました．また，日本大学生産工学部機械工学科 村田 守専任講師には，日本鋼管株式会社ご在籍中から非定常空気力試験法，フラッター解析手法に関して，有益な御助言を賜りました．ここに深く感謝の意を示します．

JFE 技研株式会社社長 北田豊文博士，副社長 小原隆史博士，主席研究員 岡本隆博士，鈴木信久博士には，研究の着手から論文のとりまとめに至るまで，深いご理解と御支援を頂きました．また，土木・建築研究部長 今野和近氏には，業務と論文執筆の両立にご配慮頂き，常に暖かい励ましを頂きました．心より感謝とお礼を申し上げます．

日本エンジニアリング株式会社 武田勝昭博士には、入社以来 10 数年、直属上司として、耐風工学に関する見識、開発業務の進め方をはじめとする数多くの有益な御助言を賜り、社会人研究者としての心構えを御指導頂きました。JFE 技研株式会社土木・建築研究部グループリーダー 加藤真志博士には、先輩として、現在の上司として、論文作成にあたり有益な御助言、種々の技術的アドバイス、励ましを頂きました。この場をお借りして、厚くお礼申し上げます。

JFE テクノリサーチ株式会社 林 和彦氏には、風洞実験方法について常に忌憚ない議論を行って互いに切磋琢磨しあい、独自の実験方法、計測方法確立するに至りました。また、JFE エンジニアリング株式会社 佐藤 豪氏にはフラッター解析の時刻歴解析手法について、JFE エンジニアリング株式会社 由井陸粹氏には非定常空気力試験装置の仕様決定に関して、研究部ご在籍中に議論する中で、有益な御助言を頂きました。そして、JFE 技研株式会社および JFE グループの先輩、同僚、業務関係者の皆様には、研究開発業務に対するご助力と日頃から常に暖かい励ましの言葉を頂きました。深く感謝申し上げます。

最後に、著者が本論文を完成するまで支えてくれた妻 昌子、わけもわからず論文がんばってねと笑顔で励ましてくれた長男 敦彦、長女 玉青、休日・休暇中の論文遂行に配慮してくれた著者の両親と妻の両親に心から感謝し、この論文を捧げます。

補遺

補遺 1 : 平板翼と非定常空気力係数

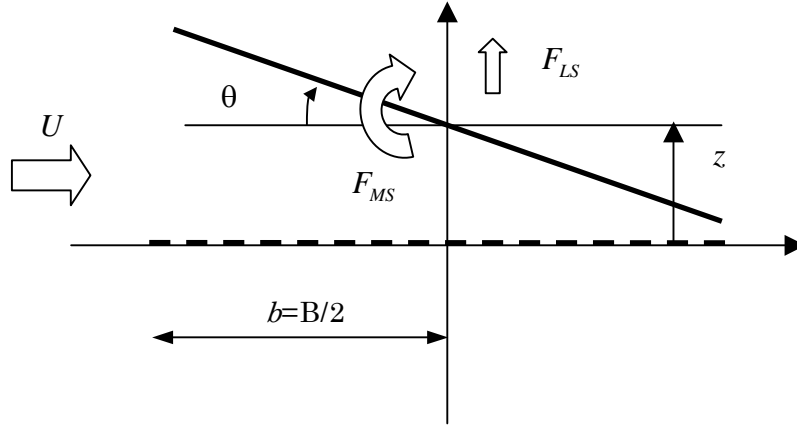


図 A1-1 二次元平板翼の変位と空気力の定義

角振動数 ω で鉛直たわみ方向 z とねじれ方向 θ に振動している二次元剛翼を考える．翼の中心点に作用する単位長さ当たりの非定常空気力の揚力 F_{LS} と空力モーメント F_{MS} は，以下の様に表される．

$$F_{LS} = \pi \rho b^2 (-\ddot{z} + U\dot{\theta}) + 2\pi \rho U b C(k) \left[-\dot{z} + U\theta + \frac{b}{2}\dot{\theta} \right] \quad (\text{A1.1})$$

$$F_{MS} = \pi \rho b^3 \left(-\frac{U}{2}\dot{\theta} - \frac{b}{8}\ddot{\theta} \right) + \pi \rho U b^2 C(k) \left[-\dot{z} + U\theta + \frac{b}{2}\dot{\theta} \right] \quad (\text{A1.2})$$

上向き正，頭上げ正，揚力上向き正，空力モーメント頭上げ正とする．

- ρ : 空気密度
- U : 風速
- k : 無次元振動数 ($=b\omega/U$)
- b : 半弦長 ($=B/2$)
- ω : 円振動数

上式において， $C(k)$ は Theodorsen 関数であり，無次元振動数 $k = \omega b/U$ の関数である． $C(k)$ は 0 階と 1 階の第 2 種 Hankel 関数より定義される関数で，以下の様に表される．

$C(k)$ の実部と虚部を F , G とおくと, 無次元振動数 k に対して図 A1-2 のように変化する.

$$C(k) = \frac{H_1^{(2)}(k)}{H_1^{(2)}(k) + H_0^{(2)}(k)} = F(k) + iG(k) \quad (\text{A1.3})$$

$H_1^{(2)}(k)$: 1 階の第 2 種 Hankel 関数

$H_0^{(2)}(k)$: 0 階の第 2 種 Hankel 関数

これより, 二次元剛翼に作用する非定常空気力は桁のたわみ, ねじれ振動に対して位相差を持っていること, 位相角は $k=0.2$ で最大となることがわかる.

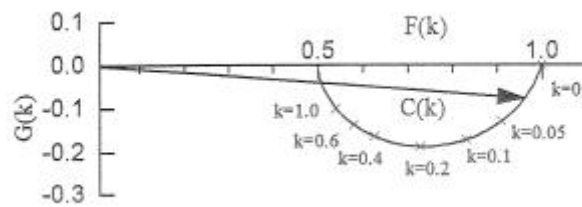


図 A1-2 Theodorsen 関数の複素平面表示

本研究で計測した非定常空気力係数の定式化は以下の通りとしている．ただし，定式化は各種あり，文献引用の場合に係数の対応が必要であるため，補遺 2 に示した．

$$L = \pi \rho B^3 \omega^2 \left[L_{zR} \frac{z}{B} + L_{zI} \frac{\dot{z}}{B\omega} + L_{\theta R} \theta + L_{\theta I} \frac{\dot{\theta}}{\omega} \right] \quad (\text{A1.4})$$

$$M = \pi \rho B^4 \omega^2 \left[M_{zR} \frac{z}{B} + M_{zI} \frac{\dot{z}}{B\omega} + M_{\theta R} \theta + M_{\theta I} \frac{\dot{\theta}}{\omega} \right] \quad (\text{A1.5})$$

ここで， L_{zR} ， L_{zI} ， $L_{\theta R}$ ， $L_{\theta I}$ ， M_{zR} ， M_{zI} ， $M_{\theta R}$ ， $M_{\theta I}$ は非定常空気力係数である．

$$L_{zR} = \frac{G}{2k}, \quad L_{zI} = -\frac{F}{2k}, \quad L_{\theta R} = \frac{1}{8k^2}(2F - kG), \quad L_{\theta I} = \frac{1}{8k}(2\frac{G}{k} + F + 1),$$

$$M_{zR} = \frac{G}{8k}, \quad M_{zI} = -\frac{1}{8k}F, \quad M_{\theta R} = \frac{1}{32k^2}(2F - kG), \quad M_{\theta I} = \frac{1}{32k}(2\frac{G}{k} + F - 1)$$

実際の非定常空気力係数の計測時には，無次元風速 $V_r (=U/fB)$ の関数として整理されている．

また，本研究では非定常抗力を測定しており，揚力と同様に下記の定式化としている．

$$D = \pi \rho B^3 \omega^2 \left[D_{zR} \frac{z}{B} + D_{zI} \frac{\dot{z}}{B\omega} + D_{\theta R} \theta + D_{\theta I} \frac{\dot{\theta}}{\omega} \right] \quad (\text{A1.6})$$

補遺 2： 非定常空気力係数の各種の定式化

非定常空気力係数の定式化は幾つかあるが、速度比例項、変位比例項として揚力、空力モーメント、振動方向として鉛直たわみ、ねじれを考えれば、8つの係数が存在する。定式化は数種類あるが、本研究で引用したものを下記に記した。本研究では、1)の本四基準(2001)にしたがった。ただし、有理関数近似法（RFA 法）のフラッター解析においては、計算の便宜上から 3)の定式化で計算を行なった。

1) 本四基準(2001)の定式化

$$L = \pi \rho B^3 \omega^2 \left[L_{zR} \frac{z}{B} + L_{zI} \frac{\dot{z}}{B\omega} + L_{\theta R} \theta + L_{\theta I} \frac{\dot{\theta}}{\omega} \right] \quad (\text{A2.1})$$

$$M = \pi \rho B^4 \omega^2 \left[M_{zR} \frac{z}{B} + M_{zI} \frac{\dot{z}}{B\omega} + M_{\theta R} \theta + M_{\theta I} \frac{\dot{\theta}}{\omega} \right] \quad (\text{A2.2})$$

ここで、 L_{zR} 、 L_{zI} 、 $L_{\theta R}$ 、 $L_{\theta I}$ 、 M_{zR} 、 M_{zI} 、 $M_{\theta R}$ 、 $M_{\theta I}$ は非定常空気力係数。

z ：鉛直たわみ変位（上向き正）、 θ ：ねじれ変位（頭上げ正）、

L ：揚力（上向き正）、 M ：空力モーメント（頭上げ正）

2) Scanlan の定式化

$$L = \frac{1}{2} \rho U^2 (2b) \left[kH_1^* \frac{\dot{z}}{U} + kH_2^* \frac{b\dot{\theta}}{U} + k^2 H_3^* \theta + k^2 H_4^* \frac{z}{B} \right] \quad (\text{A2.3})$$

$$M = \frac{1}{2} \rho U^2 (2b^2) \left[kA_1^* \frac{\dot{z}}{U} + kA_2^* \frac{b\dot{\theta}}{U} + k^2 A_3^* \theta + k^2 A_4^* \frac{z}{B} \right] \quad (\text{A2.4})$$

$k = \frac{b\omega}{U}$ （無次元振動数）、 $b = \frac{B}{2}$ （幅員の半分）

z ：鉛直たわみ変位（下向き正）、 θ ：ねじれ変位（頭上げ正）、

L ：揚力（下向き正）、 M ：空力モーメント（頭上げ正）

3) 静的風荷重に合わせた定式化

$$L = \frac{1}{2} \rho U^2 B \left[C_{Lz,R} \frac{z}{B} + C_{Lz,I} \frac{\dot{z}}{U} + C_{L\theta,R} \theta + C_{L\theta,I} \frac{B}{U} \dot{\theta} \right] \quad (\text{A2.5})$$

$$M = \frac{1}{2} \rho U^2 B^2 \left[C_{Mz,R} \frac{z}{B} + C_{Mz,I} \frac{B}{U} \dot{z} + C_{M\theta,R} \theta + C_{M\theta,I} \frac{B}{U} \dot{\theta} \right] \quad (\text{A2.6})$$

z ：鉛直たわみ変位（上向き正）、 θ ：ねじれ変位（頭上げ正）、

L ：揚力（上向き正）、 M ：空力モーメント（頭上げ正）

補遺 3 : 準定常理論による抗力方向の非定常空気力係数

平均風速 U に変動成分 $u(t)$ を加えた風速を考えると、図 A3-1 から X 軸方向に作用する抗力は準定常空気力の仮定を用いると以下のように表される。

$$D(t) = \frac{1}{2} \rho \cdot C_D \cdot A \cdot (U + u(t) - \dot{x}(t))^2 \quad (\text{A3.1})$$

ここに、 $D(t)$: 抗力、 ρ : 空気密度、 C_D : 抗力係数、 A : 投影面積、 \dot{x} : 水平方向の振動速度である。

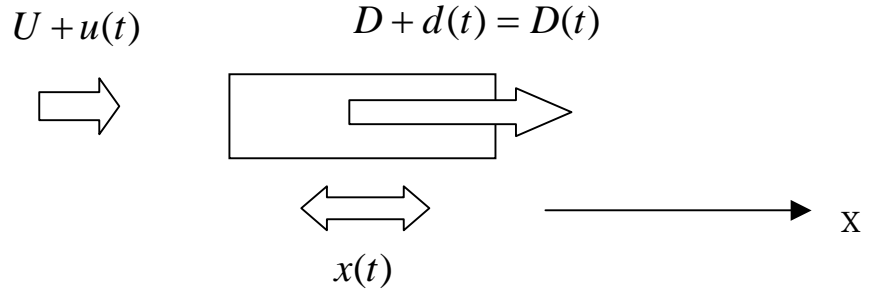


図 A3-1 物体に作用する空気力

式 (A3.1) において、平均風速に比べて変動風速、水平方向の振動速度は小さくそれらの 2 次の項は無視できるとすると、以下の様になる。

$$D(t) = \frac{1}{2} \rho \cdot C_D \cdot A \cdot U^2 \left(1 + 2 \frac{u(t)}{U} - 2 \frac{\dot{x}(t)}{U} \right) \quad (\text{A3.2})$$

この第 3 項が水平方向の加振に伴って作用する空力減衰力であり、抗力加振時の速度比例成分となる。

一方、鉛直方向加振時の非定常空気力係数の抗力の速度比例成分は、本研究では下記のように表されている (補遺 1)。

$$D(t) = \pi \cdot \rho \cdot B^3 \cdot \omega^2 \cdot \left(D_{zl} \frac{\dot{z}}{B\omega} \right) \quad (\text{A3.3})$$

(A3.3) の定式化は風軸上の定義である。図 A3-2 にしたがって、有迎角中の鉛直振動中に水平方向成分が加味されている場合の非定常空気力係数を $D_{zl,q}$ とおく。

同図より、迎角 α の場合には、模型を傾けて鉛直方向に加振させた場合には、構造軸

方向には以下のような振幅となる．

$$\dot{x}(t) = \dot{z}(t) \cdot \sin \alpha \quad (\text{A3.4})$$

これを，(A3.2) に代入して (A3.2) と (A3.3) が等しいとし，抗力係数は，風軸方向基準として計測されていることを考慮すれば，以下の様になる．

$$\pi \cdot \rho \cdot B^3 \cdot \omega^2 \cdot (D_{zl,q} \frac{\dot{z}}{B\omega}) = 2 \frac{\frac{1}{2} \rho (U \cos \alpha)^2 C_D(\alpha=0) \cdot A \cdot \dot{z} \sin \alpha}{(U \cos \alpha)} \quad (\text{A3.5})$$

ここに， $C_D(\alpha=0)$ ：迎角 0° の時の抗力係数 を表す．

したがって， $D_{zl,q}$ は，

$$D_{zl,q} = \frac{U \cos \alpha \cdot C_D(\alpha=0) \cdot A \cdot \sin \alpha}{\pi B^2 \omega} \quad (\text{A3.6})$$

となり，抗力加振成分による準定常空気力係数が算出される．

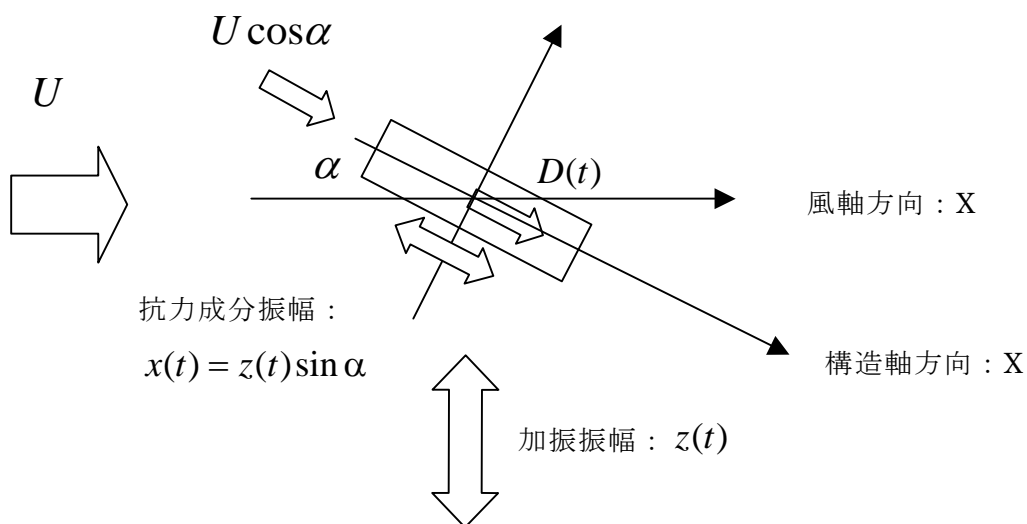
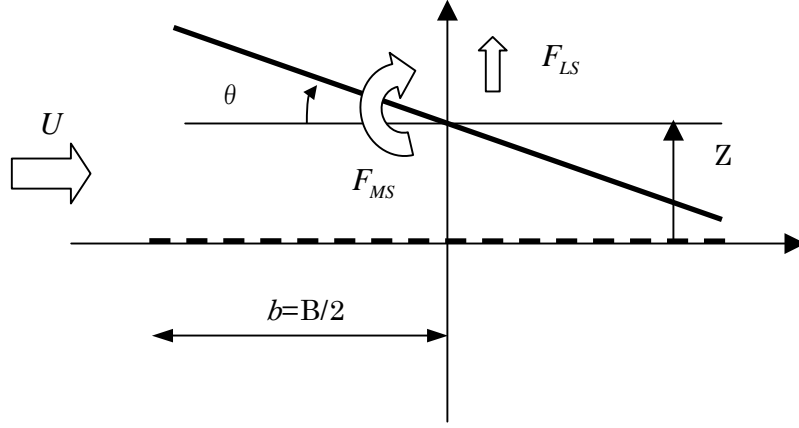


図 A3-2 有迎角時の加振方向と空気力

補遺 4 : 補助変数を導入した有理関数近似によるフラッター解析手法

(1) 有理関数近似による運動方程式の作成



角振動数 ω で鉛直たわみ方向 z とねじれ方向 θ に振動している二次元剛翼を考える．翼の中心点に作用する単位長さ当たりの非定常空気力の揚力 F_{LS} と空力モーメント F_{MS} は，以下の様に表される．

$$\begin{aligned} F_{LS} &= \pi \rho b^2 (-\ddot{z} + U\dot{\theta}) + 2\pi \rho U b C(k) \left[-\dot{z} + U\theta + \frac{b}{2} \dot{\theta} \right] \\ &= \pi \rho b^2 (-\ddot{z} + U\dot{\theta}) + 2\pi \rho U b C(k) w_{\frac{3}{4}c} \end{aligned} \quad (A4.1)$$

$$\begin{aligned} F_{MS} &= \pi \rho b^3 \left(-\frac{U}{2} \dot{\theta} - \frac{b}{8} \ddot{\theta} \right) + \pi \rho U b^2 C(k) \left[-\dot{z} + U\theta + \frac{b}{2} \dot{\theta} \right] \\ &= \pi \rho b^3 \left(-\frac{U}{2} \dot{\theta} - \frac{b}{8} \ddot{\theta} \right) + \pi \rho U b^2 C(k) w_{\frac{3}{4}c} \end{aligned} \quad (A4.2)$$

$$w_{\frac{3}{4}c} = -\dot{z} + U\theta + \frac{b}{2} \dot{\theta} \quad (A4.3)$$

上向き正，頭上げ正，揚力上向き正，空力モーメント頭上げ正とする．上式の $(\dot{})$ は時間微分を表す．

ρ : 空気密度， U : 風速， k : 無次元振動数 ($=b\omega/U$)， b : 半弦長 ($=B/2$)

$w_{\frac{3}{4}c}$ は, 3/4 弦長点での風速の翼に垂直な成分である. 翼が任意の振動をしている場合

でも $w_{\frac{3}{4}c}$ は調和振動の重ね合わせで表すことができる.

すなわち,

$$w_{\frac{3}{4}c} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} W(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (\text{A4.4})$$

$w_{\frac{3}{4}c}$ として次式のステップ関数を仮定する.

$$w_{\frac{3}{4}c} = H(t) = \begin{cases} 0 & (t < a) \\ 1 & (t \geq a) \end{cases} \quad (\text{A4.5})$$

フーリエの逆変換の公式より,

$$w_{\frac{3}{4}c} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{i\omega} e^{i\omega(t-a)} d\omega \quad (\text{A4.6})$$

である. 式 (A4.1), (A4.2) の $C(k)w_{\frac{3}{4}c}$ を h_c とおき, 上式を代入する.

$$\begin{aligned} h_c &= C(k)w_{\frac{3}{4}c} \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} C(k) \frac{1}{i\omega} e^{i\omega(t-a)} d\omega \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} C(k) \frac{1}{ik \frac{U}{b}} e^{ik \frac{U}{b}(t-a)} \frac{U}{b} dk \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} C(k) \frac{1}{ik} e^{ik(s-\sigma)} dk \end{aligned}$$

s : 無次元時間 ($= Ut/b$)

$\sigma := Ua/b$

式 (A4.7) で定義される Wagner 関数を用いると, h_c は式 (A4.8) のように表すことができる.

$$\phi(s) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{C(k)}{k} e^{iks} dk \quad (\text{A4.7})$$

$$h_c = \phi(s - \sigma) \quad (\text{A4.8})$$

さて， $w_{\frac{3}{4}c}$ を無次元時間 s の関数として表現したものを $w_{\frac{3}{4}cs}$ とおく．

$$\begin{aligned}
w_{\frac{3}{4}cs} &= -\dot{z} + U\theta + \frac{b}{2}\dot{\theta} \\
&= -\frac{dz}{ds}\frac{ds}{dt} + U\theta_s + \frac{b}{2}\frac{d\theta}{ds}\frac{ds}{dt} \\
&= U\left(-\frac{z'}{b} + \theta + \frac{1}{2}\theta'\right)
\end{aligned} \tag{A4.9}$$

ここで， (\cdot) は無次元時間の微分を示す．

任意の運動 $w_{\frac{3}{4}cs}$ はステップ関数により表すことができる．

$$w_{\frac{3}{4}cs} = w_{\frac{3}{4}cs}(0) + \int_0^s \frac{dw_{\frac{3}{4}cs}}{d\sigma} H(s-\sigma) d\sigma \tag{A4.10}$$

この時の h_c は

$$\begin{aligned}
h_c &= w_{\frac{3}{4}cs}(0)\phi(s) + \int_0^s \frac{dw_{\frac{3}{4}cs}}{d\sigma} \phi(s-\sigma) d\sigma \\
&= w_{\frac{3}{4}cs}(0)\phi(s) + \left[w_{\frac{3}{4}cs} \phi(s-\sigma) \right]_0^s + \int_0^s w_{\frac{3}{4}cs} \phi(s-\sigma) d\sigma \\
&= \frac{1}{2} w_{\frac{3}{4}cs}(s) + \int_0^s w_{\frac{3}{4}cs} \phi(s-\sigma) d\sigma
\end{aligned} \tag{A4.11}$$

ただし，

$$\phi(0) = \frac{1}{2}$$

$$\varphi(s) = \frac{d}{ds} \phi(s)$$

よって，任意運動をしている二次元剛翼に作用する非定常空気力は，式 (A4.1)，(A4.2) に式 (A4.9)，(A4.11) を代入し，時間 t による微分を無次元時間 s による微分に変換することにより，次式のように求められる．

$$\begin{aligned}
F_{LS} &= \pi\rho U^2 b \left(-\frac{z''}{b} + \theta' \right) + 2\pi\rho U b \left\{ \frac{1}{2} w_{\frac{3}{4}cs}(s) + \int_0^s w_{\frac{3}{4}cs} \varphi(s-\sigma) d\sigma \right\} \\
&= \pi\rho U^2 b \left(-\frac{z''}{b} + \theta' \right) + 2\pi\rho U b \left\{ \frac{1}{2} \left(-\frac{z'}{b} + \theta + \frac{1}{2} \theta' \right) + \int_0^s \left(-\frac{z'}{b} + \theta + \frac{1}{2} \theta' \right) \varphi(s-\sigma) d\sigma \right\} \\
&= \pi\rho U^2 b \left(-\frac{z''}{b} - \frac{z'}{b} + \frac{3}{2} \theta' + \theta \right) + 2\pi\rho U^2 b \int_0^s \left(-\frac{z'}{b} + \theta + \frac{1}{2} \theta' \right) \varphi(s-\sigma) d\sigma
\end{aligned}
\tag{A4.12}$$

$$\begin{aligned}
F_{MS} &= \pi\rho U^2 b^2 \left(-\frac{1}{2} \theta' - \frac{1}{8} \theta'' \right) + \pi\rho U b^2 \left\{ \frac{1}{2} w_{\frac{3}{4}cs}(s) + \int_0^s w_{\frac{3}{4}cs} \varphi(s-\sigma) d\sigma \right\} \\
&= \pi\rho U^2 b^2 \left(-\frac{1}{2} \theta' - \frac{1}{8} \theta'' \right) + \pi\rho U b^2 \left\{ \frac{1}{2} \left(-\frac{z'}{b} + \theta + \frac{1}{2} \theta' \right) + \int_0^s \left(-\frac{z'}{b} + \theta + \frac{1}{2} \theta' \right) \varphi(s-\sigma) d\sigma \right\} \\
&= \pi\rho U^2 b^2 \left(-\frac{z'}{2b} - \frac{1}{8} \theta'' - \frac{1}{4} \theta' + \frac{1}{2} \theta \right) + \pi\rho U^2 b^2 \int_0^s \left(-\frac{z'}{b} + \theta + \frac{1}{2} \theta' \right) \varphi(s-\sigma) d\sigma
\end{aligned}
\tag{A4.13}$$

式 (A4.12) , 式 (A4.13) において, 第 1 項はその時刻における翼の運動によって生じた空気力を示す. 第 2 項は過去の運動によって生じた空気力の影響が現在も続いていることを示す. この積分項を部分積分して整理する.

$$\begin{aligned}
\int_0^s \left(-\frac{z'}{b} + \theta + \frac{1}{2} \theta' \right) \varphi(s-\sigma) d\sigma &= \int_0^s \left(-\frac{z'}{b} + \frac{1}{2} \theta' \right) \varphi(s-\sigma) d\sigma + \int_0^s \theta \cdot \varphi(s-\sigma) d\sigma \\
&= \left[\left(-\frac{z}{b} + \frac{1}{2} \theta \right) \varphi(s-\sigma) \right]_0^s - \int_0^s \left(-\frac{z}{b} + \frac{1}{2} \theta \right) \frac{d}{d\sigma} \varphi(s-\sigma) d\sigma + \int_0^s \theta \cdot \varphi(s-\sigma) d\sigma \\
&= \left(-\frac{z}{b} + \frac{1}{2} \theta \right) \varphi(0) + \int_0^s \left\{ \left(\frac{z}{b} - \frac{1}{2} \theta \right) \frac{d}{d\sigma} \varphi(s-\sigma) + \theta \cdot \varphi(s-\sigma) \right\} d\sigma
\end{aligned}$$

上式を式 (A4.12), (A4.13) に代入すると最終的には以下の式となる.

$$F_{LS} = \pi\rho U^2 b \left\{ -\frac{z''}{b} - \frac{z'}{b} - 2\varphi(0)\frac{Z}{b} + \frac{3}{2}\theta' + (1 + \varphi(0))\theta \right\} \\ + 2\pi\rho U^2 b \int_0^s \left\{ \left(\frac{z}{b} - \frac{1}{2}\theta \right) \frac{d}{d\sigma} \varphi(s-\sigma) + \theta \cdot \varphi(s-\sigma) \right\} d\sigma \quad (\text{A4.14})$$

$$F_{MS} = \pi\rho U^2 b^2 \left\{ -\frac{z'}{2b} - \varphi(0)\frac{z}{b} - \frac{1}{8}\theta'' - \frac{1}{4}\theta' + \frac{1}{2}(1 + \varphi(0))\theta \right\} \\ + \pi\rho U^2 b^2 \int_0^s \left\{ \left(\frac{z}{b} - \frac{1}{2}\theta \right) \frac{d}{d\sigma} \varphi(s-\sigma) + \theta \cdot \varphi(s-\sigma) \right\} d\sigma \quad (\text{A4.15})$$

ここで、 $\varphi(s)$ を n 個の指数関数の和 $\varphi_a(s)$ で近似することを考える。

$$\varphi_a(s) = \sum_{j=1}^n \beta_j \cdot e^{-\lambda_j s} \quad (\text{A4.16})$$

式 (A4.12), (A4.13) において、 $\varphi(s-\sigma)$ は時刻 σ における風速の翼に垂直な成分が時刻 s における非定常空気力に与える影響の度合いを示しており、物理的に考えると

$$\lambda_j > 0 \quad (j=1, \dots, n) \quad (\text{A4.17})$$

である必要である。

式 (A4.16) を式 (A4.14), (A4.15) の積分項に代入する。

$$\int_0^s \left\{ \left(\frac{z}{b} - \frac{1}{2}\theta \right) \frac{d}{d\sigma} \varphi(s-\sigma) + \theta \cdot \varphi(s-\sigma) \right\} d\sigma \\ = \int_0^s \left\{ \left(\frac{z}{b} - \frac{1}{2}\theta \right) \sum_{j=1}^n \beta_j \lambda_j e^{-\lambda_j(s-\sigma)} + \theta \sum_{j=1}^n \beta_j e^{-\lambda_j(s-\sigma)} \right\} d\sigma \\ = \sum_{j=1}^n \int_0^s \left\{ \left(\frac{z}{b} - \frac{1}{2}\theta \right) \beta_j \lambda_j + \theta \beta_j \right\} e^{-\lambda_j(s-\sigma)} d\sigma \\ = \sum_{j=1}^n \int_0^s \left\{ \beta_j \lambda_j \frac{z}{b} + \left(1 - \frac{\lambda_j}{2} \right) + \beta_j \theta \right\} e^{-\lambda_j(s-\sigma)} d\sigma \quad (\text{A4.18})$$

ここで、次式のように x_j を定義する。

$$x_j = \int_0^s \left\{ \beta_j \lambda_j \frac{z}{b} + \left(1 - \frac{\lambda_j}{2} \right) + \beta_j \theta \right\} e^{-\lambda_j(s-\sigma)} d\sigma \quad (\text{A4.19})$$

式(A4.14), (A4.15) において、空気の慣性力が構造物の慣性力に比べて小さいため加速度の項を無視し、式 (A4.16), (A4.19) を代入する。

$$F_{LS} = \pi \rho U^2 b \left\{ -\frac{z'}{b} - 2\varphi(0) \frac{z}{b} + \frac{3}{2} \theta' + (1 + \varphi(0)) \theta \right\} + 2\pi \rho U^2 b \sum_{j=1}^n x_j \quad (\text{A4.20})$$

$$F_{MS} = \pi \rho U^2 b^2 \left\{ -\frac{z'}{2b} - \varphi(0) \frac{z}{b} - \frac{1}{4} \theta' + \frac{1}{2} (1 + \varphi(0)) \theta \right\} + \pi \rho U^2 b^2 \sum_{j=1}^n x_j \quad (\text{A4.21})$$

上式を行列表記すると、空気力は下記のように表現される。

$$\begin{aligned} \left\{ \begin{array}{c} \frac{F_{LS}}{\frac{1}{2} \rho U^2 B} \\ \frac{F_{MS}}{\frac{1}{2} \rho U^2 B^2} \end{array} \right\} &= \begin{bmatrix} -2\pi & \frac{3}{2}\pi \\ -\pi & -\frac{1}{4}\pi \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} z'/B \\ \theta' \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} -4\pi\varphi(0) & \pi(1+\varphi(0)) \\ -2\pi\varphi(0) & \frac{1}{2}\pi(1+\varphi(0)) \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} z/B \\ \theta \end{Bmatrix} \\ &\quad + \begin{bmatrix} 2\pi \cdots \\ \frac{1}{2}\pi \cdots \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} x_1 \\ \vdots \\ x_n \end{Bmatrix} \\ &= \frac{B}{U} \begin{bmatrix} -\pi & \frac{3}{4}\pi \\ -\frac{1}{2}\pi & -\frac{1}{8}\pi \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \dot{z}/B \\ \dot{\theta} \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} -4\pi\varphi(0) & \pi(1+\varphi(0)) \\ -2\pi\varphi(0) & \frac{1}{2}\pi(1+\varphi(0)) \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} z/B \\ \theta \end{Bmatrix} \\ &\quad + \begin{bmatrix} 2\pi \cdots \\ \frac{1}{2}\pi \cdots \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} x_1 \\ \vdots \\ x_n \end{Bmatrix} \end{aligned}$$

したがって、

$$\left\{ \begin{array}{c} \frac{F_{LS}}{\frac{1}{2} \rho U^2 B} \\ \frac{F_{MS}}{\frac{1}{2} \rho U^2 B^2} \end{array} \right\} = \left(\frac{B}{U} \right) [A_1] \begin{Bmatrix} \dot{q} \end{Bmatrix} + [A_0] \{q\} + \sum_{l=1}^{n_l} [D_l] \{x_l\} \quad (\text{A4.22})$$

ここで x_j の満たすべき条件を調べるために、式 (A4.19) を無次元時間 s で微分する。
Leibniz の公式を用いて、

$$\begin{aligned}
\frac{dx_j}{ds} &= \frac{d}{ds} \int_0^s \left\{ \beta_j \lambda_j \frac{z}{b} + \left(1 - \frac{\lambda_j}{2} \right) \beta_j \theta \right\} e^{-\lambda_j(s-\sigma)} d\sigma \\
&= \int_0^s \frac{\partial}{\partial s} \left\{ \beta_j \lambda_j \frac{z}{b} + \left(1 - \frac{\lambda_j}{2} \right) \beta_j \theta \right\} e^{-\lambda_j(s-\sigma)} d\sigma \\
&\quad + \left\{ \beta_j \lambda_j \frac{z}{b} + \left(1 - \frac{\lambda_j}{2} \right) \beta_j \theta \right\} e^0 \frac{d}{ds} s - \left\{ \beta_j \lambda_j \frac{z}{b} + \left(1 - \frac{\lambda_j}{2} \right) \beta_j \theta \right\} e^s \frac{d}{ds} 0 \\
&= \int_0^s \frac{\partial}{\partial s} \left\{ \beta_j \lambda_j \frac{z}{b} + \left(1 - \frac{\lambda_j}{2} \right) \beta_j \theta \right\} e^{-\lambda_j(s-\sigma)} d\sigma + \left\{ \beta_j \lambda_j \frac{z}{b} + \left(1 - \frac{\lambda_j}{2} \right) \beta_j \theta \right\} \\
&= -\lambda_j \int_0^s \left\{ \beta_j \lambda_j \frac{z}{b} + \left(1 - \frac{\lambda_j}{2} \right) \beta_j \theta \right\} e^{-\lambda_j(s-\sigma)} d\sigma + \left\{ \beta_j \lambda_j \frac{z}{b} + \left(1 - \frac{\lambda_j}{2} \right) \beta_j \theta \right\} \\
&= -\lambda_j x_j + \left\{ \beta_j \lambda_j \frac{z}{b} + \left(1 - \frac{\lambda_j}{2} \right) \beta_j \theta \right\}
\end{aligned}$$

時間 t による微分に変換し，行列表示する．

$$\left\{ \dot{x}_l \right\} = \left\{ x' \frac{ds}{dt} \right\} = \frac{U}{B} \begin{bmatrix} -2\lambda_1 & & \\ & \ddots & \\ & & -2\lambda_n \end{bmatrix} \begin{pmatrix} x_1 \\ \vdots \\ x_n \end{pmatrix} + \frac{U}{B} \begin{bmatrix} 4\beta_1 \lambda_1 & (1 - \frac{\lambda_1}{2}) 2\beta_1 \\ \vdots & \vdots \\ 4\beta_n \lambda_n & (1 - \frac{\lambda_n}{2}) 2\beta_n \end{bmatrix} \begin{pmatrix} z/B \\ \theta \end{pmatrix}$$

よって，

$$\left(\frac{B}{U} \right) \left\{ \dot{x}_l \right\} = -\lambda_l \{x_l\} + [E_l] \{q\} \quad (\text{A4.23})$$

と表すことができる．

以上より， $\varphi(s)$ を n 個の指数関数の和 $\varphi_a(s)$ で近似することで，任意運動をしている二次元剛翼の空気力係数は振動数によらない形で表現できることがわかる．

$$\left\{ \frac{\frac{L}{2} \rho U^2 B}{M} \right\} = \left(\frac{B}{U} \right) [A_1] \left\{ \dot{q} \right\} + [A_0] \{q\} + \sum_{l=1}^{n_l} [D_l] \{x_l\} \quad (\text{A4.24})$$

$$\left(\frac{B}{U} \right) \left\{ \dot{x}_l \right\} = -\lambda_l \{x_l\} + [E_l] \{q\} \quad (\text{A4.25})$$

A_0 , A_1 は 2×2 , D_l は $2 \times n_L$, E_l は $n_L \times 2$ の実係数行列であり, 非定常空気力試験の測定結果から決定する.

式(A4.24)と式(A4.25)の各係数は, $\varphi(s)$ を計算し, それを精度良く近似できるように β_j や λ_j を決定すれば求めることができる. しかし, $\varphi(s)$ は複雑な式であり計算が容易でないと同時に, 実験結果により得られた空気力係数を近似することができない. 式(A4.24)と式(A4.25)は見方を変えると, 式 (A4.25) を満たす補助変数 x_j を n_L 個導入することにより, 空気力係数を振動数によらない形として表現していると考えることができる. ここでは, 式(A4.24)と式(A4.25)の $8+5 \times n_L$ 個の係数すべてを未知数として, それらを非線形最適化手法により求めることで非定常空気力係数を有理関数近似する方法を用いた.

まず, 従来の方法によって表現した空気力係数を以下に示す. 空気力の定式化には便宜上補遺 2 の 3)を用いている.

$$\begin{aligned}
 C_{fs} &= \begin{pmatrix} \frac{F_{LS}}{F_{MS}} \frac{1}{2} \rho U^2 B \\ \frac{1}{2} \rho U^2 B^2 \end{pmatrix} = \frac{B}{U} \begin{bmatrix} C_{Lz,I} & C_{L\theta,I} \\ C_{Mz,I} & C_{M\theta,I} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \dot{z}/B \\ \dot{\theta} \end{pmatrix} + \begin{bmatrix} C_{Lz,R} & C_{L\theta,R} \\ C_{Mz,R} & C_{M\theta,R} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} z/B \\ \theta \end{pmatrix} \\
 &= \frac{B}{U} A_1^* \dot{q} + A_0^* q
 \end{aligned} \tag{A4.26}$$

ここで, A_1^* , A_0^* は無次元振動数 k の関数である. 調和振動を仮定し, 上式に $q = \bar{q}_0 e^{i\omega t}$ を代入する.

$$\begin{aligned}
 C_{fs} &= \frac{B}{U} i\omega A_1^* \bar{q}_0 + A_0^* \bar{q}_0 \\
 &= (i2kA_1^* + A_0^*) \bar{q}_0
 \end{aligned} \tag{A4.27}$$

\bar{q}_0 は複素振幅である.

同様に, 式 (A4.24), (A4.25) でも調和振動を仮定し, $q = \bar{q}_0 e^{i\omega t}$, $x = \bar{x}_0 e^{i\omega t}$ を代入する.

$$(i2kE - [\lambda_l])\bar{x}_0 = [E_l] \cdot \bar{q}_0$$

$$\bar{x}_0 = (i2kE - [\lambda_l])^{-1} [E_l] \cdot \bar{q}_0$$

これを式 (A4.24) に代入する.

$$C_{JS} = (i2k[A_1] + [A_0]) \cdot \bar{q}_0 + [D_l](i2kE - [\lambda_l])^{-1} [E_l] \cdot \bar{q}_0$$

$$= \left(i2k \left([A_1] - [D_l] \begin{bmatrix} \frac{1}{4k^2 + \lambda_1^2} & & 0 \\ & \ddots & \\ 0 & & \frac{1}{4k^2 + \lambda_n^2} \end{bmatrix} \right) + [A_0] + [D_l] \begin{bmatrix} \frac{\lambda_1}{4k^2 + \lambda_1^2} & & 0 \\ & \ddots & \\ 0 & & \frac{\lambda_n}{4k^2 + \lambda_n^2} \end{bmatrix} \right) [E_l] \bar{q}_0$$

$$= (i2kB_1 + B_0) \cdot \bar{q}_0$$

(A4.28)

式 (A4.24), 式 (A4.25) の $8+5 \times n_L$ 個の未知数を式 (A4.27) と (A4.28) の誤差が最も小さくなるように決定する. 具体的な方法は以下の通り.

- (1) 2次元平板翼理論値, 非定常空気力試験の計測結果より, m 個の無次元振動数に対して, A_1^* , A_0^* の各成分が与えられているとすると以下の通り. $()_{ij}$ は行列の i, j 成分を示す.

$$\begin{array}{c|cccccc} k_1 & (A_1^*(k_1))_{11} & (A_1^*(k_1))_{12} & \cdots & (A_0^*(k_1))_{11} & (A_0^*(k_1))_{12} & \cdots \\ k_2 & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ k_m & (A_1^*(k_m))_{11} & (A_1^*(k_m))_{12} & \cdots & (A_0^*(k_m))_{11} & (A_0^*(k_m))_{12} & \cdots \end{array}$$

- (2) A_1 , A_0 , D_l , E_l , λ_l の $8+5 \times n_L$ 個の要素に適当な初期値を与え, 各無次元風速 $k_1 \cdots k_m$ に対して式 (A4.28) の B_1 , B_0 を計算する.

- (3) 次式で定義される 8 個の誤差関数を考え, 式 (A4.30) の拘束条件の下でこれらの値の最大値が最小となるように A_1 , A_0 , D_l , E_l , λ_l の $8+5 \times n_L$ 個の要素を決定する.

$$f_1 = \frac{\|(A_1^*)_{11} - (B_1)_{11}\|^2}{\max(1, \|(A_1^*)_{11}\|^2)} \quad f_2 = \frac{\|(A_1^*)_{12} - (B_1)_{12}\|^2}{\max(1, \|(A_1^*)_{12}\|^2)} \quad \dots, \quad f_8 = \frac{\|(A_0^*)_{22} - (B_0)_{22}\|^2}{\max(1, \|(A_0^*)_{22}\|^2)} \quad (\text{A4.29})$$

$$g = \begin{pmatrix} -\lambda_1 \\ \vdots \\ -\lambda_n \end{pmatrix} < 0 \quad (\text{A4.30})$$

ここで、 $(A_1^*)_{11}$ 、 $(B_1)_{11}$ …は、 m 個の成分を持つベクトルである。

このように、ある拘束条件の下で多変数関数群の最大値を最小にする問題は一般に **minimax** 問題と呼ばれる。

2 次元翼断面の非定常空気力の理論値に対して、上記方法で有理関数近似した結果を解析条件とともに表－A4.1 に示す。計算には、技術計算ソフトウェア **Matlab** の関数 **fminimax** を用いた。また、翼断面理論値と有理関数近似曲線を図－A4.1 に示す。

表－A4.1 2 次元翼断面の有理関数近似結果

解析条件	非定常空気力	2 次元翼断面理論値
	無次元振動数範囲	k = 0.1～0.6 (無次元風速 V_r : 5.2～31.4)
	データ刻み	0.01
解析結果	$[A_l]$	$\begin{bmatrix} -3.204 & 2.374 \\ -0.805 & -0.191 \end{bmatrix}$
	$[A_0]$	$\begin{bmatrix} -1.320 & 3.523 \\ -0.330 & 0.886 \end{bmatrix}$
	$[D_l]$	$\begin{bmatrix} 0.215 & 0.570 \\ 0.054 & 0.142 \end{bmatrix}$
	$[\lambda_l]$	$\begin{bmatrix} 0.218 & 0 \\ 0 & 0.744 \end{bmatrix}$
	$[E_l]$	$\begin{bmatrix} 0.307 & 1.443 \\ 1.311 & 1.405 \end{bmatrix}$

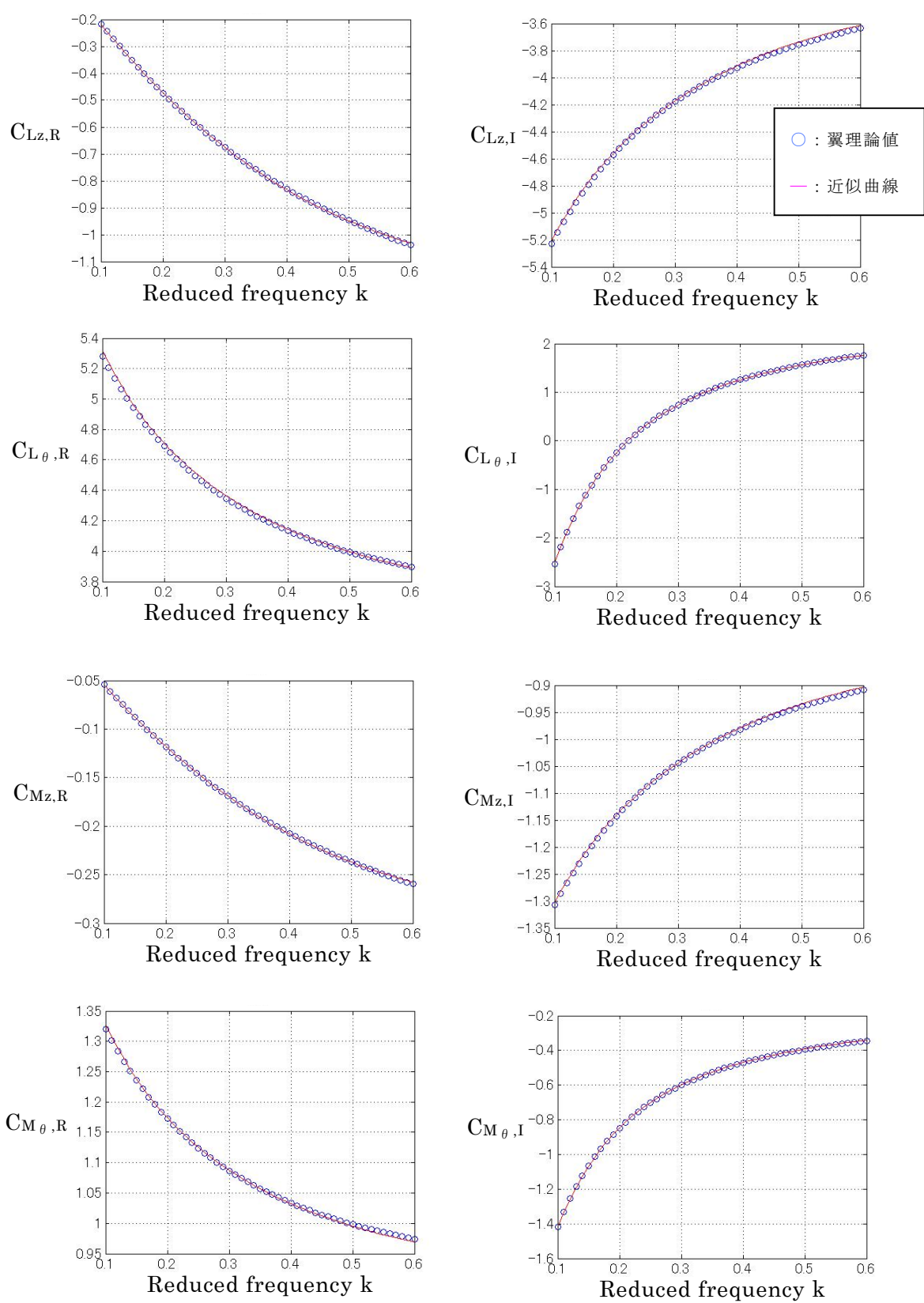


図-A4.1 翼断面の非定常空気力係数と近似曲線

(2) 運動方程式と Runge-Kutta 法

翼の運動方程式は以下の様に表される.

$$\begin{aligned}
 [M]\{\ddot{q}\} + [C]\{\dot{q}\} + [K]\{q\} &= \frac{1}{2}\rho U^2 B^2 \left\{ \left(\frac{B}{U} \right) [A_1] \left\{ \dot{q} \right\} + [A_0] \{q\} + \sum_{l=1}^{n_L} [D_l] \{x_l\} \right\} \\
 \left(\frac{B}{U} \right) \left\{ \dot{x}_l \right\} &= -\lambda_l \{x_l\} + [E_l] \{q\} \quad (l=1, 2, \dots, n_L)
 \end{aligned} \tag{A4.31}$$

複素固有値解析に持ち込む場合には, (A4.30) 式から $\{\{\dot{q}\}\{q\}\}'$ を新たな状態ベクトルとして定義すれば, 1 階の常微分方程式にすることで複素固有値問題に帰着できる.

$$\begin{Bmatrix} \ddot{q} \\ \dot{q} \\ \dot{x}_l \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} [M]^{-1}(-[C] + \frac{1}{2}\rho U^2 B^2 \left(\frac{B}{U} \right) [A_1]) & [M]^{-1}(-[K] + \frac{1}{2}\rho U^2 B^2 \left(\frac{B}{U} \right) [A_0]) & \frac{1}{2}\rho U^2 B^2 \sum_{l=1}^{n_L} [D_l] \\ E & 0 & 0 \\ 0 & \frac{U}{B} [E_l] & -\frac{U}{B} [\lambda_l] \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \dot{q} \\ q \\ x_l \end{Bmatrix} \tag{A4.32}$$

時刻歴解析の数値積分法は 4 次の Runge-Kutta 法を用いた. 以下, Runge-Kutta 法の計算手順を示す. 常微分方程式, 初期条件は簡略化して以下の様に表す.

$$\text{常微分方程式: } \{\dot{y}\} = f\{t, y, z\}, \quad \{\dot{z}\} = g\{t, y, z\} \tag{A4.33}$$

$$\text{初期条件: } t = t_0, \quad y = y_0, \quad z = z_0$$

時間間隔を Δt とすると, Δt 後の y , z の値は次式により与えられる.

$$y_1 = y_0 + \frac{1}{6}(d_1 + 2d_2 + 2d_3 + d_4), \quad z_1 = z_0 + \frac{1}{6}(l_1 + 2l_2 + 2l_3 + l_4) \tag{A4.34}$$

ここに,

$$d_1 = f(t_0, y_0, z_0)\Delta t, \quad l_1 = g(t_0, y_0, z_0)\Delta t$$

$$d_2 = f\left(t_0 + \frac{\Delta t}{2}, y_0 + \frac{d_1}{2}, z_0 + \frac{l_1}{2}\right)\Delta t, \quad l_2 = g\left(t_0 + \frac{\Delta t}{2}, y_0 + \frac{d_1}{2}, z_0 + \frac{l_1}{2}\right)\Delta t$$

$$d_3 = f\left(t_0 + \frac{\Delta t}{2}, y_0 + \frac{d_2}{2}, z_0 + \frac{l_2}{2}\right)\Delta t, \quad l_3 = g\left(t_0 + \frac{\Delta t}{2}, y_0 + \frac{d_2}{2}, z_0 + \frac{l_2}{2}\right)\Delta t$$

$$d_4 = f(t_0 + \Delta t, y_0 + d_3, z_0 + l_3)\Delta t, \quad l_4 = g(t_0 + \Delta t, y_0 + d_3, z_0 + l_3)\Delta t$$

計算は、まず、 d_1, l_1 を求め、順次 d_2, l_2 、さらに d_3, l_3 、最後に d_4, l_4 を求めて、

(A4.33)により、 Δt 後の y_1, z_1 が計算される。これを順次繰り返すことにより、時々刻々の y, z が算定される。

補遺 5 : 風洞試験設備とバネ支持試験方法

実施する風洞設備は、JFE 技研に設置されている水平単回路型ゲッチングン型構造物用風洞であり、閉鎖型で使用した。最高風速は 50m/s、本風洞の測定部寸法は幅 2m × 高さ 3m × 長さ 15m である (写真 A5-1)。2 次元剛体風洞模型を使用する場合には、模型端部の境界層厚を小さくするために 2 次隔壁を設けている。

バネ支持試験方法は、本州四国連絡橋風洞試験要領 (2001)・同解説、本州四国連絡橋公団風洞試験要領 (1980)・同解説に準じている。バネ支持試験装置の概要を写真 A5-2、バネ支持試験装置の説明図を図 A5-1 に示す。バネ支持機構は、たわみ用バネとねじれ用バネを独立に調整できるようになっている。電磁加振減衰器はスイッチの切り替えにより加振装置と減衰器の両方を兼ねており、減衰器の抵抗を変更することにより実験条件の減衰を調整する。試験方法は、まず風速を一定に設定する。風による模型の上下方向、回転方向は変形するが、その都度修正して無風時と同じ姿勢を保つようにする。その後、電磁加振減衰器により模型を加振させて一定振幅に加振した後に、電磁加振減衰器のスイッチを切り替えて自由振動に移行させ、振幅が収まるか定常振幅に至るまで計測する。定常振幅が生じている場合には、振動が発達するまでの状況を見るために強制的に振動を抑えた状態からの自由振動も計測する。

風速の計測は JIS 型ピトー管およびトランス型マノメータによる。また、変位の測定は、非接触型レーザー変位計によって断面内の 2 点の変位を計測し、たわみ変位とねじれ角に換算した。迎角の設定が必要な場合には、図 A5-2 に示すように風軸に対してばね支持試験機構全体を回転させている。

乱流の生成には乱流格子による方法を用いた。本研究で用いた 2 種類の乱流生成に用いた格子サイズと設置位置および代表的な乱流パラメータを表 A5-1 に、乱れ強さの風速依存性を図 A5-3 に示す。変動風速の計測は、日本カノマックス社製の熱線風速計により実施した。同表中の乱れ強さ、乱れスケールは風速 10m/s 時の代表値であり、サンプリング時間 120 秒の 3 回平均値である。乱れ強さ、乱れスケールの算定式は以下の通りである。乱れスケールについては、空間相関係数より算定する方法、Taylor の乱れ凍結に関する仮説に基づいて自己相関関数から求める方法、パワースペクトルの形状より求める方法、パワースペクトルのピークより求める方法があるが、ここでは自己相関係数により算定した。これは文献 1) による比較検討により自己相関

関数による方法が平均的な値をとることによる．

$$I_u = \frac{\sigma_u}{U} \quad (\text{A5.1})$$

$$I_w = \frac{\sigma_w}{U} \quad (\text{A5.2})$$

$$L_x^i = U \int_0^\infty R_{ii}(\tau) d\tau \quad (\text{A5.3})$$

ここで，

I_u : 主流方向の乱れ強さ

I_w : 鉛直方向の乱れ強さ

σ_u , σ_w : 主流方向，鉛直方向の変動風速の標準偏差

U : 主流方向の平均風速(m/s)

L_x^i : 主流方向の乱れスケール

$R_{ii}(\tau)$: 主流方向の変動風速 i 成分の自己相関係数 ($i = u, w$)

(参考文献)

- 1) 武田勝昭：乱れた気流中での橋梁の渦励振特性とそれに基づく予測手法に関する研究，東京大学博士論文，平成 6 年 3 月．



写真 A5-1 風洞設備の測定洞

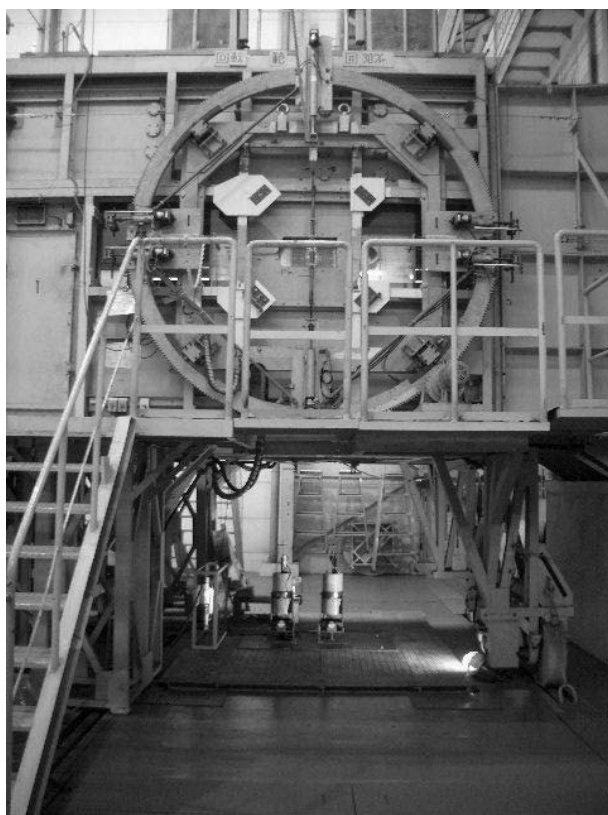


写真 A5-2 バネ支持試験装置

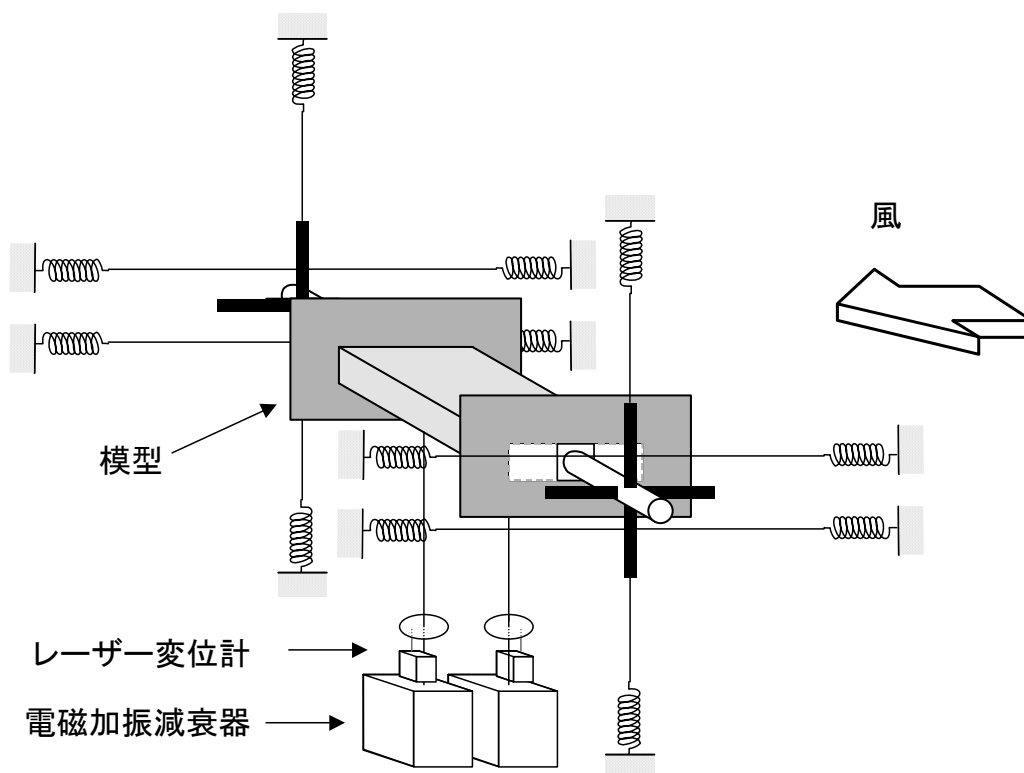


図 A5-1 バネ支持試験装置の説明図

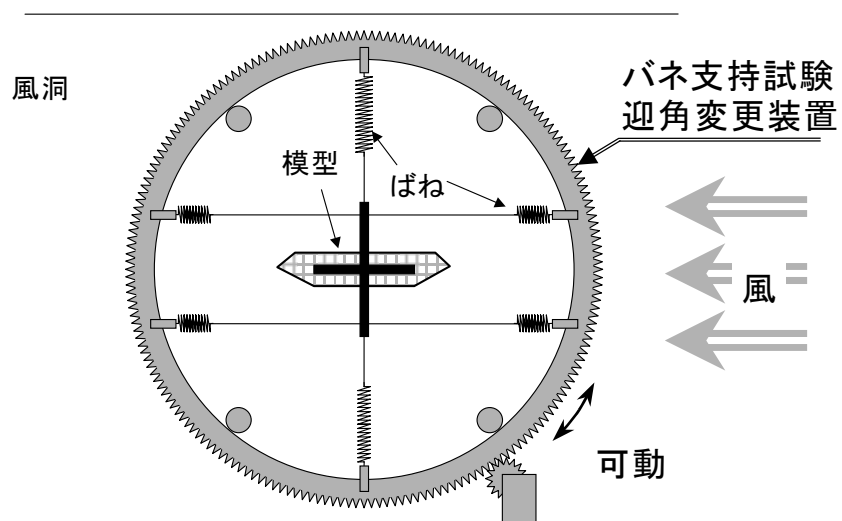
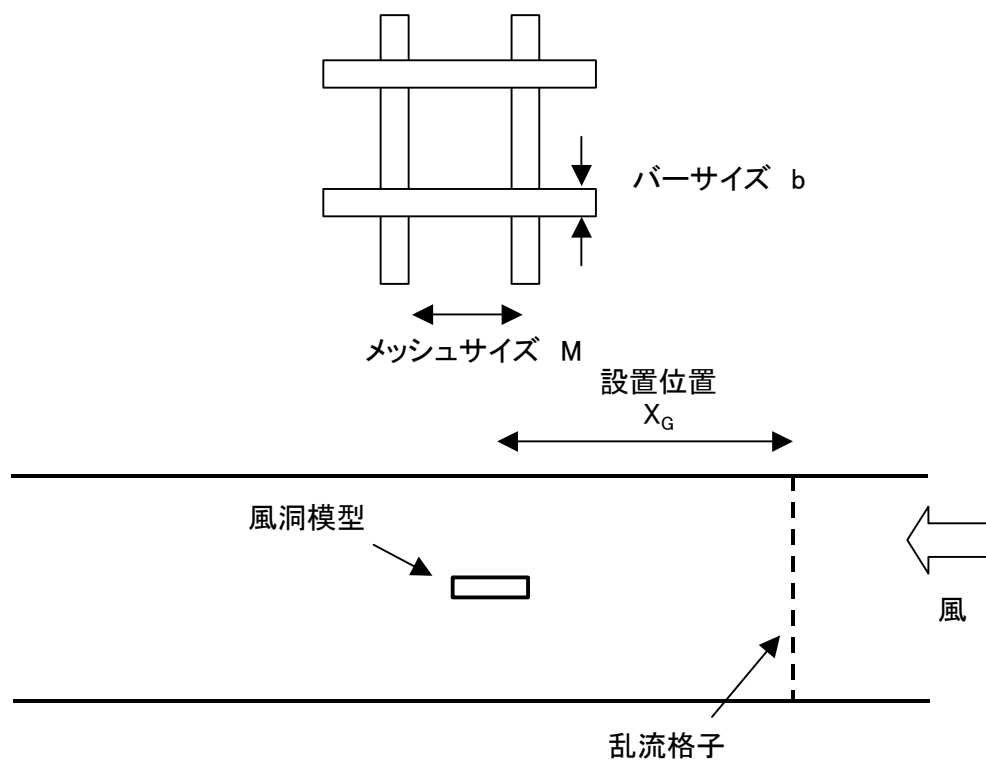
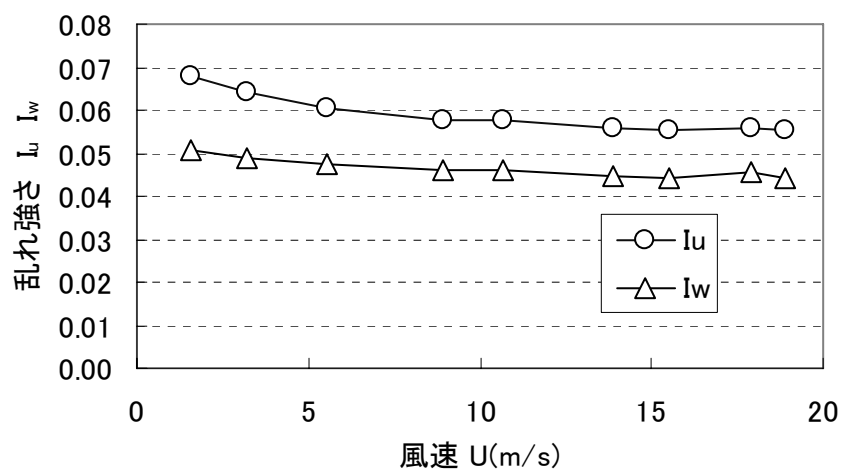


図 A5-2 迎角の設定方法

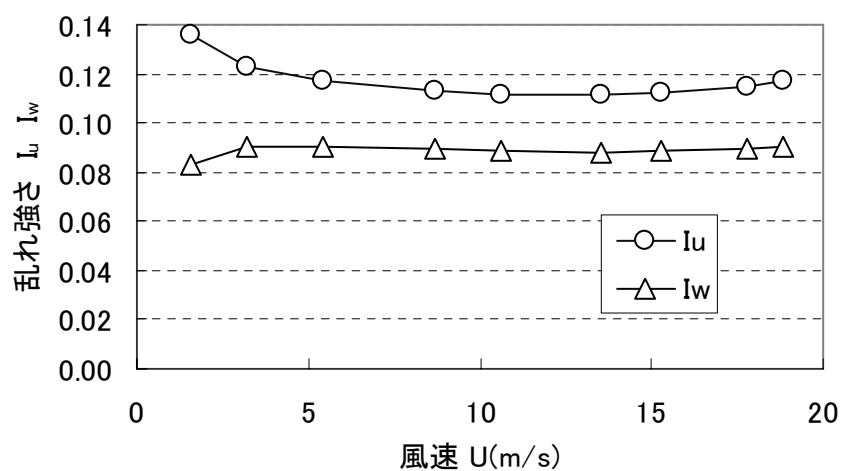
表 A5-1 本研究で使用した乱流格子と代表的な乱流パラメータ

パターン	格子サイズ		設置位置	乱れ強さ		乱れスケール	
	b(mm)	M(mm)	X_G (m)	Iu(%)	Iw(%)	L_x^u (cm)	L_x^w (cm)
1	25	100	2.0	5.7	4.6	14	4
2	50	200	1.6	11	8.9	24	4





(a) 格子パターン 1 ($I_u=5.7\%$)



(b) 格子パターン 2 ($I_u=11\%$)

図 A5-3 乱れ強さの風速依存性

補遺 6 : 変動風速のシミュレーション方法

変動風速 $U_i(t)$ は以下の式で発生させた. 変動風速 $U_i(t)$ に平均風速 $\bar{U}(t)$ を加えて風速データとしている.

$$U_i(t) = \sum_{k=1}^{k_{\max}} \sqrt{2S_u(f_k)\Delta f} \cos(2\pi\Delta f k t + \phi_k) \quad (\text{A6.1})$$

ここで,

$S_u(f)$: $U_i(t)$ のパワースペクトル

Δf : 周波数のピッチ

$f_k = k\Delta f$: k 番目の周波数

ϕ_k : 一様分布 $[0 - 2\pi]$ で発生させたランダムな位相

サンプリング間隔 $t=0.01\text{sec.}$ として時刻歴波形を発生させた. 周波数のピッチは 0.001Hz とし, 考慮した周波数領域は 0.001Hz から 50Hz までとした. パワースペクトルには, 日野スペクトル, Karman 型スペクトルの 2 種類を用いた. 日野スペクトルは明石海峡大橋のフラッター照査風速を議論する時に用いた. また, 一般的な検討には道路橋耐風設計便覧にも記載されている Karman 型スペクトルを用いた.

1) 日野スペクトル

$$S_u(f) = 0.475 \frac{f}{f_z} \sigma_z^2 \left[1 + \left(\frac{f}{f_z} \right)^2 \right]^{-5/6} \quad (\text{A6.2})$$

$$f_z = 1.718 \times 10^{-2} \times 2\pi \frac{\alpha k_r \bar{U}_{10}}{I_z^3} \left(\frac{Z}{10} \right)^{(2m-3)\alpha-1} \quad (\text{A6.3})$$

本研究では, 本州四国連絡橋耐風設計基準 (2001)・同解説に記述のある下記の近似式を用いている.

$$f_z = 0.635 \times Z^{-0.75} \quad (\text{A6.4})$$

k_r : 地表面摩擦係数 (ここでは 0.0025)

m : 修正係数 (ここでは, $m=1$)

α : 鉛直分布のべき指数 ($=1/8$)

\bar{U}_{10} : 高度 10m における 10 分間平均風速 ($=46\text{m/s}$)

$I_z = I_u(Z)$: 高さ Z m の位置における乱れ強度 ($Z=80$ m)

$I_z = \frac{\sigma_z}{\overline{U_z}}$ であり, $Z=80$ m 高さにて $I_z = 0.1$ とする.

2) Karman 型スペクトル

主流方向の変動風速パワースペクトル S_u , 鉛直方向の変動風速パワースペクトル S_w は以下の式で表される.

$$\text{主流方向: } \frac{f \cdot S_u}{\overline{U_z}^2} = \frac{4n_u \cdot I_u^2}{(1 + 70.8n_u^2)^{5/6}} \quad (\text{A6.5})$$

$$\text{鉛直方向: } \frac{f \cdot S_w}{\overline{U_z}^2} = \frac{4n_w(1 + 755.2n_w^2) \cdot I_w^2}{(1 + 283.2n_w^2)^{11/6}} \quad (\text{A6.6})$$

ただし, $n_i = \frac{L_x^i f}{\overline{U_z}}$

$\overline{U_z}$: 平均風速

L_x^i : 変動風速 i 成分 (主流方向 u , 鉛直方向 w) の主流成分の乱れのスケール

I_u : 変動風速主流水平成分の乱れ強さ

I_w : 変動風速の鉛直成分の乱れ強さ

【参考文献】

- 1) Shinozuka, M,: Digital simulation of random processes in engineering mechanics with the aid of FFT technique, Stochastic Problems in Mechanics, University of Waterloo Press, pp.277-286, 1974.